PARIJS

O. FAMBITAKOYE

ÉTUDE DES EFFETS MAGNÉTIQUES DE L'ÉLECTROJET ÉQUATORIAL

1976

GÉOPHYSIQUE 14

ORSTOM

ÉDITIONS DE L'OFFICE DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE ET TECHNIQUE OUTRE-MER

RENSEIGNEMENTS, CONDITIONS DE VENTE

Pour tout renseignement, abonnement aux revues périodiques, achat d'ouvrages et de cartes, ou demande de catalogue, s'adresser au :

SERVICE CENTRAL DE DOCUMENTATION DE L'ORSTOM
70-74, route d'Aulnay, 93140 BONDY (France)

- Tout paiement sera effectué par chèque bancaire barré au nom de RÉGIE ORSTOM BONDY, ou par chèque postal (compte n° 9.152-54, Paris, RÉGIE ORSTOM BONDY).
- Achat au comptant possible à la bibliothèque de l'ORSTOM, 24, rue Bayard, 75008 PARIS.

I - CAHIERS ORSTOM

BIOLOGIE
ENTOMOLOGIE MÉDICALE ET PARASITOLOGIE
HYDROBIOLOGIE
HYDROLOGIE
OCÉANOGRAPHIE
PÉDOLOGIE
SCIENCES HUMAINES

séries trimestrielles	Abonnement :	*France*	120 F.	
		Etranger	156 F.	36,30 US dollars
GÉOLOGIE - *série semestrielle*	Abonnement :	*France*	96 F.	
		Etranger	120 F.	28,00 US dollars

II - BULLETIN ANALYTIQUE D'ENTOMOLOGIE MÉDICALE ET VÉTÉRINAIRE

12 numéros par an *(15 fascicules)*	Abonnement :	*France*	115 F.	
		Etranger	130 F.	30,25 US dollars

Les études en matière de géophysique (gravimétrie, sismologie, magnétisme...) sont publiées, ainsi que certaines données (magnétisme) dans des séries spéciales :

– GÉOPHYSIQUE – *et* – OBSERVATIONS MAGNÉTIQUES –

Dans la série « Géophysique » viennent de paraître :

n° 12 — J. METZGER. — Procédés de calcul de sondages géomagnétiques. Application à la station de M'BOUR. Paris, ORSTOM, 1976, 22 p., 4 fig.

n° 13 — C. BLOT. — Volcanisme et sismicité dans les arcs insulaires. Prévisions de ces phénomènes. Paris, ORSTOM, 1976, 202 p., 113 fig.

GÉOPHYSIQUE

14

OUSSÉINI FAMBITAKOYE

ÉTUDE DES EFFETS MAGNÉTIQUES DE L'ÉLECTROJET ÉQUATORIAL

ORSTOM — PARIS — 1976

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

« La loi du 11 mars 1957 n'autorisant, aux termes des alinéas 2 et 3 de l'article 41, d'une part, que les « copies ou reproductions strictement réservées à l'usage privé du copiste et non destinées à une utilisation collective » et, d'autre part, que les analyses et les courtes citations dans un but d'exemple et d'illustration, « toute représentation ou reproduction intégrale, ou partielle, faite sans le consentement de l'auteur ou de ses ayants droit ou ayants cause, est illicite » (alinéa 1er de l'article 40).
« Cette représentation ou reproduction, par quelque procédé que ce soit, constituerait donc une contrefaçon sanctionnée par les articles 425 et suivants du Code Pénal. »

© O.R.S.T.O.M. 1976

ISBN 2-7099-0408-X

REMERCIEMENTS

L'ORSTOM s'était intéressé aux problèmes de l'électrojet équatorial avec les travaux de M. Pontier au Togo et de M. Godivier au Tchad. Puis, dans le cadre des A. I. S. C., une opération avait été montée au Dahomey sous la responsabilité de M^lle^ Crenn et ensuite de M. P. N. Mayaud. C'est alors qu'il fut décidé de faire une nouvelle expérience au Tchad et en République Centrafricaine dans le cadre de la RCP 168 du C. N. R. S.

Celle-ci dont le responsable était M. P. N. Mayaud associait le GRI, l'IAP, l'IPG de Paris et l'ORSTOM dans une recherche concertée d'aéronomie équatoriale. Je remercie les membres de la Commission Permanente de cette RCP, MM. les Professeurs J. Delloue et J. Goguel, MM. F. Du Castel et J. Hiéblot pour le soutien constant qu'ils ont accordé à l'expérience réalisée.

Je remercie tout particulièrement la Direction Générale de l'ORSTOM de m'avoir choisi comme responsable scientifique de l'expérience « magnétisme lent » de cette RCP et de m'avoir donné les moyens nécessaires pour l'analyse des documents obtenus.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à M. Aubrat, Chef du Bureau Géophysique de l'ORSTOM, pour la compétence et l'efficacité dont il a fait preuve en assurant l'organisation et la gestion de l'expérience.

Les appuis accordés à cette même expérience par les autorités de la République du Tchad et de la République Centrafricaine ont été déterminants pour son succès. Je les remercie vivement pour l'attention bienveillante qu'elles ont toujours donnée aux multiples requêtes des responsables de l'expérience sur le terrain.

La grande qualité et la continuité des enregistrements obtenus aux stations temporaires installées pendant la durée de l'expérience sont dues à la compétence de M. J. Villeneuve, Chef de la Mission Géophysique ORSTOM de Sarh (Fort Archambault), et de ses collaborateurs africains et français. Elles témoignent de leur conscience professionnelle et de leur dévouement dans des conditions souvent difficiles ; tous ceux qui utiliseront ces documents auront à leur rendre hommage. Je tiens à leur exprimer ici ma profonde admiration et à les remercier d'avoir mis à ma disposition des documents de si grande valeur.

La plus grande partie du dépouillement des enregistrements a été faite par M^me^ M. Lacomme et M^me^ C. Fambitakoye. Je tiens également à leur exprimer ma gratitude pour le travail considérable qu'elles ont fourni.

Une part des documents analysés dans cette étude provient d'observatoires permanents autres que celui du centre ORSTOM de Bangui (Binza et Tamanrasset). Je remercie très spécialement les Directeurs du Service Météorologique de la République Démocratique du Zaïre à Kinshasa et de l'Institut Météorologique et de Physique du Globe d'Alger pour m'avoir communiqué copie de leurs enregistrements. Sans cet apport, l'extension en latitude des profils magnétiques, essentielle pour la définition du phénomène électrojet, eût été insuffisante.

Cette recherche a été commencée sous la direction de M. P. N. Mayaud, maître de recherche au C. N. R. S., puis continuée et achevée avec sa participation. Nous avons eu, l'un et l'autre, de fréquentes et utiles discussions avec MM. M. Crochet et J. L. Le Mouël, Physiciens-Adjoints à l'IPG de Paris, et également avec le Docteur A. D. Richmond, séjournant à l'Université Paris VI. En particulier, le Docteur Richmond nous a communiqué le programme Fortran de son modèle théorique de l'électrojet équatorial, et nous a suggéré certaines formes de profils de vents neutres ainsi que l'idée de vérifier la nullité de la composante verticale du rotationnel du champ S_R. Enfin, le Docteur U. Schmucker, de Göttingen, m'a initié à l'utilisation de l'opérateur de Kertz et m'a communiqué un sous-programme Fortran d'utilisation. Je remercie vivement chacun d'eux, et, très spécialement, M. P. N. Mayaud.

Le Directeur de l'IPG de Paris, M. le Professeur G. Jobert, m'a donné depuis trois ans l'hospitalité dans son Institut afin de faciliter mes contacts avec mon directeur de recherche. Je l'en remercie très particulièrement. J'ai pu aussi bénéficier de tous les avantages qu'offre le centre de calcul de son Institut. Je tiens à exprimer au personnel de ce centre ma profonde gratitude pour leur gentillesse à mon égard.

Je remercie M^{me} Roussey de l'ORSTOM et M^{me} Peloille de l'IPG de Paris pour l'effort qu'elles ont fourni pour dactylographier mon manuscrit.

M. le Directeur des SSC-ORSTOM de Bondy et son Service administratif, MM. Dejardin et Godivier m'ont donné des facilités pour mes calculs sur ordinateur à Meudon ou à l'IPG de Paris. MM. Combroux et Buffar-Morel m'ont aidé dans la réalisation de mes dessins. Je tiens à leur exprimer mes remerciements.

M. le Professeur J. Goguel, alors que j'étais étudiant à l'Université de Paris, m'a orienté vers les études de Géophysique. Depuis 16 ans, comme Président du Comité Technique, il n'a cessé de me suivre et de m'encourager. Je tiens à lui exprimer ici ma plus vive reconnaissance.

Comme membres du Comité Technique de Géophysique, MM. les Professeurs J. Coulomb et E. Thellier, dont j'avais suivi les cours, ont toujours été d'une bienveillance extrême à mon égard. Je tiens également à leur témoigner ma profonde gratitude.

Je remercie enfin MM. les Professeurs J. Delloue et J. Goguel, MM. Crochet, Mayaud et Richmond d'avoir bien voulu constituer mon jury de soutenance.

TABLE DES MATIÈRES

Chapitre 1. — **Les effets magnétiques de l'électrojet équatorial** 1

Chapitre 2. — **Estimation des effets internes** 4

1. Introduction 4
2. Méthode d'analyse 4
3. Données expérimentales 5
4. Remarques techniques 7
5. Analyse des valeurs expérimentales 10
   5.1. Variations de type S_R 10
   5.2. Variations de type D 17
6. Conclusion 20

Chapitre 3. — **Détermination des paramètres de l'électrojet : Méthode d'analyse** 23

1. Essai de définition du S_R^P de H par une méthode de zéro 23
   1.1. Estimation du S_R^P de H au centre du profil 24
   1.2. Réitération sur ΔH_E et adjonction de deux points pour définir le S_R^P de Z 25
   1.3. Contre-épreuve à propos des effets internes 27
   1.4. Conclusion sur la définition du S_R^P 29
2. Détermination simultanée du S_R^P et des paramètres de l'électrojet 29
   2.1. Schéma général du calcul 30
      2.1.1. Principe du calcul analytique 30
      2.1.2. Les étapes du calcul 31
   2.2. Choix des fonctions F et G ou du modèle M 32
      2.2.1. Les fonctions F et G 32
         2.2.1.1. Polynômes de degrés divers et comprenant tous les termes 32
         2.2.1.2. Polynômes avec termes impairs (S_R^P de H) et pairs (S_R^P de Z) 32
         2.2.1.3. Fonctions F et G choisies 33
      2.2.2. Les fonctions P_M et Q_M 35
         2.2.2.1. Choix d'un modèle mathématique 35
         2.2.2.2. Comparaison avec un modèle physique 39
         2.2.2.3. Conclusion sur le choix du modèle quadratique 40

2.3. Compléments concernant la méthode d'analyse 40
2.3.1. Choix concernant les paramètres de l'électrojet 40
2.3.2. Estimations d'erreurs 41
3. Conclusion : signification physique de la séparation du S_R en deux composantes 43

Chapitre 4. — **Paramètres moyens de l'électrojet équatorial** 45

1. Exemples de profils en latitude 46
1.1. Les profils *A* : S_R et S_R^P 46
1.2. Les profils *B* : résidus après la définition du S_R^P 47
1.3. Les profils *C* : $S_{R,e}^E$ et $S_{R,i}^E$ 47
1.4. Les profils *D* : résidus au terme de l'analyse 61
2. Variations temporelles des paramètres moyens de l'électrojet 61
2.1. Description des quantités dessinées sur la figure 24 63
2.2. La précision de l'analyse 65
2.3. Les paramètres *c*, *a* et I_0 65
2.4. Les quantités intégrées de courants et les effets en *H* au centre, comparaison au S_R^P 66
3. La position du centre de l'électrojet 67
3.1. Première comparaison avec la position de l'équateur magnétique 67
3.2. Divers facteurs susceptibles de déplacer le centre apparent 69
3.3. Les heures locales 8 h 30 à 17 h 30 71
3.3.1. Estimation des effets des divers facteurs 71
3.3.2. La position du centre réel 71
3.3.3. Signification physique des divers facteurs 73
3.4. Les heures locales 6 h 30 et 7 h 30 : le contre-électrojet 74
4. La largeur et l'intensité de l'électrojet 75
4.1. Variation des paramètres de l'électrojet selon le modèle de Richmond 75
4.1.1. Description du modèle 75
4.1.2. Effet d'une variation de *f*, B_0, *FS*, χ ou E_φ 77
4.1.3. Effet des instabilités de plasma 79
4.1.4. Effet des vents neutres 79
4.1.5. Conclusion 83
4.2. Etude des largeurs et intensités observées 84
4.2.1. Electrojet à ruban principal dirigé vers l'Est 84
4.2.1.1. Première analyse 84
4.2.1.2. Comparaison avec le modèle de Richmond 87
4.2.2. Les rubans secondaires de grande largeur : un « pseudo » contre-électrojet 89
4.2.3. Le contre-électrojet du matin 90
4.3. Conclusion 92

Chapitre 5. — **Analyse de jours individuels** 93

1. Résultats généraux 93
2. Position du centre de l'électrojet 95
3. Variations de la largeur et de l'intensité 96
4. Description de quelques profils 99
5. Variations temporelles 107

Chapitre 6. — **Conclusion** 110

Appendices 113

A. Description de la méthode d'interpolation utilisée dans le chapitre 2 113
B. Les fonctions spline 114
C. Description des sous-étapes de l'analyse 115
D. Calcul des effets magnétiques de diverses distributions de courants 117

E. Choix concernant divers paramètres de l'électrojet 121
1. L'altitude h 121
2. Le centre c 121
3. Le nombre de rubans 121
4. Echecs de l'analyse 122

F. Estimations concernant les erreurs sur le calcul des paramètres 123
1. L'altitude h 123
1.1. L'altitude à 105 km 123
1.2. L'approximation plane 123
2. L'interpolation 124
2.1. Le centre c 125
2.2. La largeur et l'intensité 125
2.3. La superposition de 2 rubans 127
3. Erreurs causées par les observations elles-mêmes 127
4. Effets du quasi-lissage par l'opérateur de Kertz 128

G. Valeur nulle de la composante verticale du rotationel du champ S_R 129

H. Une anomalie sur le S_R de la composante D à Kondoul 131

J. Effets de l'analyse globale sur la détection des effets internes 132

K. Estimation des effets des divers facteurs susceptibles de déplacer le centre apparent de l'électrojet 134
1. Les facteurs qui dépendent du temps 134
1.1. Les facteurs $\alpha_{v.s.}$, β_H et β_Z 134
1.2. Le facteur α_f 136
1.3. Contrôle de l'hypothèse sur α_f et résultats globaux 136
2. Le facteur α_i 137

L. Valeur des rapports théoriques R_H et comparaison aux observations de Huancayo 139

Annexe Profils horaires du S_R de H et de Z pour 171 jours 141

Références bibliographiques 201

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548109_0020

SYMBOLES PRINCIPAUX

S_R	variation journalière régulière du champ magnétique terrestre, 1.
S_R^E	composante de la variation S_R due au « supplément » de courants circulant le long de l'équateur magnétique, appelé « électrojet équatorial », 2.
S_R^P	composante de la variation S_R due aux nappes planétaires, 2.
$S_{R,e}^E$ et $S_{R,i}^E$	composantes externe et interne du S_R^E, 11.
D^E et D^P	composantes des variations irrégulières ou perturbations D, 5.
S_i	stations d'observations, F_i : stations fictives utilisées pour l'interpolation, 7.
A_m	indices d'activité magnétique, 6.
H_T, Z_T	écarts observés, par rapport au niveau nocturne, et représentant l'effet de la variation S_R sur les composantes horizontale H et verticale Z aux 9 stations, 6.
H_E, Z_E	valeurs du $S_R^E = S_R - S_R^P$ aux 9 stations
ΔH_E, ΔZ_E, D	amplitude en H des effets calculés à l'abscisse du centre de symétrie d'un ruban de courants, écart entre les extremums des effets en Z et distance entre les abscisses de ces extremums (voir Fig. 1), 7.
$\Delta H_E'$, $\Delta Z_E'$, D'	valeurs observées (ou calculées à partir des valeurs observées) des quantités ci-dessus, 24.
a, b, c, d, e, f, g	définitions diverses du S_R^P (tableau IV, page 11, et tableau VII, page 24).
$I(x)$	loi de distribution des densités de courants dans le ruban représentant l'électrojet, 7,35.
c, a, h et I_0	centre, demi-largeur, altitude et densité au centre d'une distribution symétrique de densités de courants $I(x)$, 30.
x_s et x_n	abscisses des stations et des points d'interpolation, 30.
$H_{T,n}$, $Z_{T,n}$	valeurs observées du S_R aux points interpolés, 30.
$H_{E,n}$, $Z_{E,n}$	valeurs observées du S_R^E, 32.
$F(f_i, x_n)$, $G(g_j, x_n)$	polynômes représentant le S_R^P, 30.
$P_M(c, a, h, I_0, x_n)$, $Q_M(c, a, h, I_0, x_n)$	fonctions exprimant, pour un certain modèle M de la loi $I(x)$, les effets magnétiques en H et Z d'un ruban de courants et représentant le S_R^E, 30.
u	écriture simplifiée des 3 coefficients de la loi en $I(x)$ et de l'altitude h, 30.
k	nombre de rubans utilisés dans l'analyse, 30.
U, P, Q	modèles $I(x)$ uniforme, parabolique et quadratique (page 35).
r_{18}	écart-type des résidus entre valeurs observées et valeurs calculées aux 9 stations sur les 2 composantes H et Z, 35.
r_{126}	écart-type des résidus aux 63 points d'interpolation sur les 2 composantes, 35.
r_{18}'	écart-type des H_E et Z_E aux 9 stations, 41.
r_{18}/r_{18}'	rapport estimant à quel degré le S_R^E calculé représente le S_R^E observé (pour $r_{18}/r_{18}' > 0.4$, les résultats de l'analyse sont rejetés), 41.
q^E	quantité de courants circulant dans un ruban a, I_0, 64.
$q(a_1)$	quantité de courants circulant sur la largeur $2\,a_1$ du ruban principal, soit pour le S_R^P (partie externe seule) soit pour le S_R^E, soit pour le $S_R^E + S_R^P$, 64.

H_c	amplitude observée au centre c sur la composante horizontale H, soit pour le S_R^P (partie externe seule) soit pour le S_R^E, soit pour le $S_R^E + S_R^P$, 64.
r_q	rapport des quantités $q(a_1)$ pour le S_R^E et le S_R^P, 64.
r_H	rapport des quantités H_c pour le S_R^E et pour le S_R^P, 64.
α_f	facteur exprimant les effets possibles de la forme de l'équateur magnétique, en fonction de la longitude, sur la position du centre de l'électrojet, 69.
α_i	facteur exprimant les effets possibles de la dissymétrie, de part et d'autre de l'équateur magnétique, de l'intensité du champ magnétique principal sur la position du centre de l'électrojet, 69.
$\alpha_{v.s.}$	facteur exprimant les effets possibles de la variation séculaire de la position de l'équateur magnétique sur la position du centre de l'électrojet, 69.
β_D	facteur exprimant les effets possibles de la valeur moyenne du S_R^P de D dans la région de l'électrojet sur la position du centre de l'électrojet, 69.
β_H	facteur exprimant les effets possibles d'une dissymétrie, de part et d'autre de l'équateur magnétique, de l'intensité du S_R^P de H sur la position du centre de l'électrojet, 69.
β_Z	facteur exprimant les effets possibles de la valeur moyenne du S^P de Z dans la région de l'électrojet sur la position du centre de l'électrojet, 69.
σ_0, σ_1 et σ_2	conductibilités parallèle, de Pedersen et de Hall, 76.
E_φ	champ électrique primaire longitudinal, 76.
E_α	champ électrique perpendiculaire aux lignes de force dans le plan méridien, 76.
E_β	champ électrique parallèle aux lignes de force, 76.
v_φ	vitesse longitudinale du vent neutre, 76.
B_0	intensité du champ magnétique principal, 76.
χ	distance zénithale du Soleil, 77.
f	gradient d'inclinaison (égal à 1 pour le dipôle), 77.
FS	flux solaire sur 10 cm, 45.
I_b	densité de courants à une latitude éloignée de l'équateur (« background current » du modèle de Richmond), équivalente à celle du S_R^P (partie externe seule), 76.
I_P	densité moyenne des courants (partie externe seule) correspondant au S_R^P, quantité observée équivalente à la densité théorique I_b, 24.
R_q	rapport théorique, quantité équivalente au rapport observé r_q, 76.
R_H	rapport théorique, quantité équivalente au rapport observé r_H, 77.
Y, D, E, J	symboles désignant les valeurs moyennes (Y : annuelle. D : solstice de décembre, E : équinoxe, J : solstice de juin).

1

LES EFFETS MAGNÉTIQUES DE L'ÉLECTROJET ÉQUATORIAL

Peu après son installation en 1922, l'observatoire de Huancayo, situé au Pérou près de l'équateur magnétique, devint célèbre par la découverte d'une anomalie qui restera longtemps inexpliquée : la variation journalière régulière, S_R, du champ magnétique terrestre de la composante horizontale avait en moyenne une amplitude deux fois plus grande que dans les observatoires de basse latitude existant à l'époque. En 1939, J. Bartels et H. F. Johnston décrivent une autre anomalie de l'observatoire de Huancayo : la variation lunaire L y est également très amplifiée. La même année, J. Bartels montre que les perturbations sont amplifiées, elles aussi, dans la journée.

Diverses hypothèses furent avancées pour expliquer l'anomalie de Huancayo. Cependant, ce n'est qu'en 1947 que J. Egedal montre, par une comparaison des amplitudes de la variation S_R de la composante horizontale en quelques observatoires situés plus ou moins près de l'équateur magnétique d'inclinaison, que l'anomalie est liée à ce dernier. La preuve expérimentale la plus élaborée de ce lien sera donnée par J. Cain et R. E. Sweeney en 1972 : un satellite polaire de basse altitude (400 à 1 000 km) traversant l'équateur magnétique aux environs du midi local enregistre une variation momentanée de la composante totale F, et la latitude de son extremum est étroitement liée, quelle que soit la longitude, à l'équateur magnétique à l'altitude de 100 km.

Peu après la découverte de J. Egedal, D. F. Martyn (1948) suggère ce qui deviendra l'explication classique de ce que S. Chapman en 1951 désignera par « électrojet équatorial ». Les courants planétaires engendrés par l'effet dynamo et causant la variation S_R circulent dans la couche E de l'ionosphère ; aux basses latitudes, ils sont en gros dirigés de l'Ouest vers l'Est, du moins en milieu de journée, et le champ électrique est perpendiculaire au champ magnétique lui-même dirigé Sud-Nord. La conductibilité Ouest-Est devrait être relativement faible parce que les charges sont déviées, par effet Hall, vers le haut ou vers le bas selon leur signe. Mais Martyn fait le lien entre ce fait et une remarque de T. G. Cowling (1932) : si le milieu conducteur est limité vers le haut et vers le bas, une polarisation se forme et équilibre l'effet Hall ; la conductibilité horizontale transverse au champ magnétique qui en résulte est très amplifiée. Or, à l'équateur magnétique, les lignes de force sont horizontales et le champ vertical de polarisation qui se forme sur les bords de la couche E, eux-mêmes horizontaux, n'est pas détruit par des courants longitudinaux le long des lignes de force (la conductibilité parallèle au champ est pratiquement infinie), comme il peut l'être là où les lignes de force traversent la couche E. C'est donc la conjonction d'une couche ionisée à bords horizontaux et de lignes de force horizontales qui donne naissance au phénomène « électrojet équatorial ». Cette description schématique proposée par D. F. Martyn fera ultérieurement l'objet de descriptions théoriques de plus en plus élaborées (par exemple, Hirono, 1950, Maeda, 1951, Baker et Martyn, 1952, Untiedt, 1967, Sugiura et Poros, 1969, Richmond, 1973).

A maints égards, dans ce domaine de la connaissance de l'électrojet équatorial, la théorie est en avance sur l'expérimentation. Sans doute, après la découverte de J. Egedal, des observations ponctuelles se multiplient qui permettent de confirmer, bien avant le résultat de Cain et Sweeney, que le phénomène est lié à l'équateur magnétique. Mais ces observations sont presque toujours insuffisantes. En effet l'anomalie apparente constituée par les effets de l'électrojet équatorial est très localisée en latitude. Sur la composante horizontale H, la variation S_R est en gros deux fois plus grande près de l'équateur magnétique, mais l'anomalie a pratiquement disparu à 250 ou 300 km de part et d'autre ; sur la composante Z, la variation S_R est amplifiée de part et d'autre de l'équateur mais ceci ne s'étend pas de manière nette à plus de 400 ou 500 km. Le supplément de courants engendrant l'anomalie existe dans une bande limitée (on parlera de « ruban ») d'environ 600 à 800 km de largeur seulement. C'est pourquoi, maints auteurs (par exemple A. T. Price et C. A. Wilkins, 1963) ont souligné qu'aucune analyse planétaire de la variation S_R, à partir du réseau mondial, ne permettait de saisir les effets magnétiques de l'électrojet équatorial. Pour les décrire d'une manière précise (voir la figure 1, qui donne une représentation schématique des profils en H et Z), il est nécessaire de disposer d'un réseau de stations proches les unes des autres dans la région limitée où ils se produisent mais aussi de part et d'autre.

Considérons par exemple le profil classique réalisé sur le méridien de Huancayo pendant l'Année Géophysique Internationale (Forbush et Casaverde, 1961). L'observatoire de Huancayo, situé près de l'équateur magnétique, et quatre autres stations constituaient le profil. L'une d'elles était la seule au Sud de l'équateur ; proche de l'extremum de l'anomalie sur Z, elle ne suffisait pas cependant à déterminer sa position. Les 3 autres, au Nord, étaient situées au-delà de l'extremum de cette anomalie. La plus éloignée était probablement vers le bord de l'anomalie sur H mais l'absence (aussi bien au Nord qu'au Sud) de toute station située à l'extérieur des anomalies sur les deux composantes rendait difficile toute détermination précise des paramètres de l'électrojet. Les cinq stations couvraient seulement 11° de latitude, et ceci est insuffisant.

Onwumechilli (1967) donne un sommaire (voir son tableau 7) des profils réalisés jusqu'en 1964. Nous avons décrit celui de Huancayo qui est, de loin, le meilleur. Les autres profils couvrent soit 7°, soit 4°, soit 10° en latitude. Toujours, il s'agit au plus de 2 ou 3 stations d'enregistrement simultané. Lorsqu'une station est déplacée, le nombre de points en latitude est sans doute augmenté, mais la variabilité jour-à-jour de la variation S_R rend suspectes les tentatives de normalisation, par rapport à un observatoire fixe, qui sont alors faites pour homogénéiser les données. L'insuffisance des profils antérieurs était un premier motif pour tenter de réaliser, au travers de l'équateur magnétique, un profil comportant une densité de stations permettant une détermination des paramètres de l'électrojet avec précision.

Un second motif trouvait sa source dans les travaux de P. Gouin et P. N. Mayaud (1967, 1969). Les valeurs négatives de la variation S_R, observées assez souvent aux stations équatoriales à certaines heures de la journée, devaient être interprétées selon ces auteurs par l'existence d'un contre-électrojet (ruban de courants circulant de l'Est vers l'Ouest). De plus, cet autre phénomène semblait être particulièrement fréquent et intense sur les longitudes africaines.

C'est dans ces conditions que six stations temporaires furent installées en 1968-1970 au Tchad. Jointes aux trois observatoires permanents de Tamanrasset, Bangui et Binza, ces stations constituent un profil couvrant 27° de latitude au centre de l'Afrique. Notons que cette situation géographique soustrait les variations observées à l'influence des océans, ce qui constitue, du point de vue des effets induits anormaux, un caractère particulièrement favorable.

La détermination des paramètres de l'électrojet équatorial, à partir de ce profil, et la description de leurs variations temporelles, constituent le but de notre étude. Par paramètres de l'électrojet, nous entendons des quantités physiques telles qu'elles permettent de représenter valablement les variations observées.

L'électrojet est un phénomène d'origine externe. Cependant, à première vue, ce ruban de courants doit donner naissance, comme les courants planétaires engendrant la variation S_R, à des courants induits. Il était donc essentiel d'apprécier au préalable quelle est la contribution des effets induits aux variations observées (Chap. 2).

Nous décrirons ensuite (Chap. 3) la méthode d'analyse que nous avons élaborée. Son originalité consiste en ce qu'elle inclut une tentative de définition de chacune des deux composantes de la variation S_R au travers de l'équateur magnétique : 1) la variation S_R^E (E pour « électrojet ») correspondant au supplément de courants dans une bande limitée de part et d'autre de l'équateur magnétique, 2) la variation S_R^P (P pour « planétaire ») correspondant

à ce qui aurait été observé si l'électrojet n'existait pas. Cette méthode permet aussi, du moins à un certain degré, d'évaluer les erreurs faites sur la détermination des paramètres. Les observations antérieures, trop pauvres, ne donnaient pas la possibilité d'une séparation des deux composantes ni celle d'évaluer ces erreurs.

La variabilité jour-à-jour de la variation S_R, souvent particulièrement grande aux latitudes équatoriales, est masquée dans une analyse de valeurs moyennes (mensuelle, saisonnière, annuelle) et des caractères particuliers du phénomène peuvent être ignorés. Cependant leur complexité est telle que nous commencerons par une analyse des valeurs moyennes (Chap. 4) ; nous chercherons à dégager quelques-uns des caractères essentiels du phénomène « électrojet équatorial ». Nous présenterons ensuite l'analyse de quelques jours individuels (Chap. 5).

2

ESTIMATION DES EFFETS INTERNES

1 *Introduction*

La première étape de notre étude consiste en une estimation des effets internes contribuant aux variations observées au travers de l'équateur magnétique. Pour ce faire, nous décrirons tout d'abord la méthode que nous avons choisie et les données expérimentales que nous utilisons. Nous énumérerons ensuite quelques remarques d'ordre technique ; en effet, l'amplitude très faible des effets internes des variations de type S_R que nous obtenions dès les premières analyses nous a imposé une évaluation de divers facteurs qui sont de nature soit à contaminer les résultats, soit à contribuer à leur explication. La séparation des effets internes et externes sera présentée. L'inexistence des effets induits pour les variations régulières de type S_R, leur présence pour les variations irrégulières ou perturbations (variation de type D) nous conduiront, en concluant, à proposer une explication de cette différence.

2 *Méthode d'analyse*

Les effets de l'électrojet équatorial correspondent à un caractère *local* soit des variations de type S_R, soit des variations de type D, qui ont les unes et les autres un caractère *planétaire*. Les données dont nous disposons, en tant qu'elles sont acquises sur un profil méridien approximativement linéaire de 3 000 km au total, de part et d'autre de l'équateur magnétique, sont capables de bien décrire le caractère local des variations ; d'autre part, l'opérateur K de Kertz (Kertz, 1954) a été spécialement conçu pour une séparation des effets externes et internes à une échelle locale.

Siebert (1962) a montré, en utilisant l'intégrale de Cauchy et son extension au cas d'un point situé vers le contour d'intégration, l'identité de l'opérateur d'intégration K et de la transformation de Hilbert.

Ainsi, considérons une fonction analytique :

$$f(\zeta) = H(x, z) + \mathrm{i}Z(x, z) \qquad (\zeta = x + \mathrm{i}z).$$

Les formules de Hilbert :

$$H(x_0, 0) = \pm \frac{1}{\pi} VP \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{Z(x, 0)}{x_0 - x} \mathrm{d}x = \pm K * Z(x, 0) \tag{1}$$

$$Z(x_0, 0) = \mp \frac{1}{\pi} VP \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{H(x, 0)}{x_0 - x} \mathrm{d}x = \mp K * H(x, 0) \tag{2}$$

où VP désigne la valeur principale de l'intégrale au sens de Cauchy, résultent immédiatement de l'intégration de la fonction $f(\zeta)/(\zeta_0 - \zeta)$ sur le contour « axe réel + demi-circonférence de rayon infini située dans le demi-plan inférieur » si les sources sont externes (signes supérieurs des équations (1) et (2)) ou sur le contour « axe réel + demi-circonférence de rayon infini située dans le demi-plan supérieur » si les sources sont internes (signes inférieurs des équations (1) et (2)), ces contours étant parcourus dans le sens direct.

Les indices t désignant le champ total observé et e ou i ses parties externe ou interne, on a alors par exemple :

$$H_e(x_0, 0) = \mathrm{K} * Z_e(x, 0) \tag{3}$$

$$H_i(x_0, 0) = - K * Z_i(x, 0) \tag{4}$$

et, par différence, on obtient :

$$H_e(x_0, 0) - H_i(x_0, 0) = K * Z_t(x, 0)\,. \tag{5}$$

Cette dernière équation, combinée à :

$$H_e(x_0, 0) + H_i(x_0, 0) = H_t(x_0, 0)\,, \tag{6}$$

permet de calculer H_e et H_i en x_0.

Une condition d'utilisation de l'opérateur de Kertz est que les variations analysées tendent vers zéro aux extrémités du profil. Autrement dit, la séparation des effets internes et externes suppose qu'au préalable une *autre* séparation soit réalisée : celle des effets dus au seul électrojet (ce que nous avons appelé S_R^E pour les variations de type S_R ou ce que nous désignerons par D^E pour les variations de type D) de ceux correspondant soit aux nappes planétaires de courants engendrant la variation S_R (nous les avons désignés par S_R^P) soit aux courants planétaires engendrant les variations de type D (nous les désignerons par D^P).

A première vue, ceci peut paraître un inconvénient. En fait, toute étude de l'électrojet équatorial suppose qu'une telle séparation soit effectuée. Il est vain, par exemple, de parler d'amplification causée par l'électrojet si le phénomène qui est amplifié n'est pas, au préalable, lui-même défini. En ce sens, la contrainte que nous impose l'opérateur de Kertz est bénéfique.

Supposons, par exemple, qu'une première tentative de séparation entre S_R^P et S_R^E ait été effectuée et que les effets internes résultant de l'analyse de la variation S_R^E aient, en latitude, une forme éloignée de la variation à laquelle on pourrait s'attendre. On pourra penser que c'est une « définition » imparfaite de la variation S_R^P qui est la source de tels effets internes et l'on devra chercher à changer cette définition pour faire apparaître, si possible, des effets ressemblant quelque peu à ceux que la variation S_R^E est capable de produire.

En d'autres termes, un des intérêts de cette tentative d'une séparation des effets externes et des effets internes causés par l'électrojet est qu'elle peut devenir une vérification de la *validité* de la séparation faite entre variation due au seul électrojet (S_R^E ou D^E) et variation due aux nappes planétaires de courants (S_R^P ou D^P). Dans la suite de cette analyse, afin d'éviter toute ambiguïté, nous continuerons à parler de « séparation » des effets externes et internes, mais nous parlerons de « définition » des variations S_R^E (ou D^E) et S_R^P (ou D^P).

Forbush et Casaverde (1961), dans leur analyse du profil réalisé de part et d'autre de Huancayo, avaient conclu à l'existence de courants induits pour la variation S_R (courants équivalents à ceux d'une image électrique située à 600 km de profondeur). Comme notre analyse aboutira à une conclusion opposée, c'est-à-dire à une absence de courants induits, nous ferons porter le principal effort de notre étude sur la démonstration de ce fait : la « définition » de la variation S_R^P joue un rôle essentiel dans la séparation des effets internes et externes. Dans l'étude des variations de type D, nous chercherons seulement à montrer que les effets induits existent ; le soin que nous apporterons à « définir » la variation D^P sera moins grand.

3 *Données expérimentales*

Nous disposons d'une chaîne de neuf stations, comprenant trois observatoires permanents (Tamanrasset, Bangui et Binza). Le tableau I donne les coordonnées géographiques de ces stations et leur distance d en km à l'équateur magnétique, défini à 100 km d'altitude (Cain, 1969), soit 10° 0 Nord. La station centrale, Miltou, a donc une inclinaison presque nulle. Le gradient de l'inclinaison sur cette longitude est de 2° 48 par degré de latitude géogra-

phique, soit encore 2° 23 pour 100 km. Tous les observatoires et stations, à l'exception de Tamanrasset qui est décalé d'environ 15° vers l'Ouest, sont situés dans une bande de longitude n'excédant pas 5° de largeur autour du méridien 17° E. Dans cette partie de notre étude, nous utiliserons uniquement des données provenant de 1969.

Tableau I

	Stations	Latitude	Longitude	d
S_1	Tamanrasset	+ 22° 48′	05° 31′	+ 1 422 km
S_2	Largeau	+ 17° 56′	19° 06′	+ 881 km
S_3	Bol	+ 13° 28′	14° 43′	+ 385 km
S_4	Koundoul	+ 11° 58′	15° 09′	+ 219 km
S_5	Miltou	+ 10° 14′	17° 27′	+ 26 km
S_6	Kotongoro	+ 08° 36′	18° 37′	— 155 km
S_7	Bouca	+ 06° 30′	18° 17′	— 389 km
S_8	Bangui	+ 04° 26′	18° 34′	— 619 km
S_9	Binza	— 04° 23′	15° 16′	— 1 598 km

Pour réaliser la séparation des effets internes et externes, il a semblé préférable de travailler, dans le cas du S_R, non sur des valeurs de jours individuels mais plutôt sur des moyennes de plusieurs jours. Nous avons donc retenu, pour chaque mois de l'année 1969, les jours pour lesquels, l'activité magnétique étant *relativement faible* ($A_m \leqslant 16$, ce qui est équivalent à un $A_p \leqslant 8$), les neuf stations avaient fonctionné. Le tableau II donne le nombre N de jours utilisés chaque mois et leur A_m moyen. On notera que le mois d'avril est exclu, le mois de mars avec un seul jour (ayant un $A_m = 20$) a été maintenu. Ce cas correspond donc à l'analyse d'un jour *individuel*, peu calme.

Tableau II

1969	Jan.	Fév.	Mars	Mai	Juin	Juil.	Août	Sept.	Oct.	Nov.	Déc.
N	9	4	1	6	10	16	9	9	14	11	9
A_m	9,4	7,7	20	10,2	9,8	7,0	8,3	8,1	9,9	8,4	8,3

Pour chaque jour et en chaque station, un niveau-zéro a été déterminé en interpolant linéairement entre les niveaux des enregistrements à un certain moment, apparemment calme, de chacune des nuits encadrant le jour considéré. Ces moments, choisis à l'intérieur d'intervalles de temps où le niveau des courbes est à peu près constant, se trouvent en général après minuit. Les mêmes moments, en temps universel, ont été retenus aux neuf stations. La cohérence, entre stations, de tels niveaux-zéro est ainsi garantie puisque, les perturbations étant synchrones en temps universel, une variation résiduelle du niveau due à une perturbation est à peu près identique à toutes les stations.

Les écarts horaires moyens à ces niveaux-zéro ont été mesurés sur les composantes H et Z en tenant compte de l'heure *locale* à chaque station. Cette précaution ne joue sans doute un rôle important que dans le cas de Tamanrasset.

Dans notre analyse, nous n'utiliserons que les écarts horaires autour du maximum de la variation S_R (10 h 30, 11 h 30 et 12 h 30). Ils correspondent à des heures auxquelles l'électrojet équatorial circule perpendiculairement à notre profil. Ceci représente une condition optimale pour la séparation des effets externes et internes. Nous appellerons H_T et Z_T les écarts observés définis ci-dessus : ils représentent l'effet *total* de la variation S_R (soit $S_R^E + S_R^P$).

Dans le cas des variations de type D, nous n'avons retenu que deux événements de courte durée. Les variations correspondantes observées sur la déclinaison étant presque négligeables, nous nous trouvons également dans une condition optimale pour la séparation des effets internes et externes. Les quantités H_T et Z_T sont alors définies à chaque station par la différence entre les valeurs du champ au début et à la fin de l'événement pour la composante considérée.

4 *Remarques techniques*

Nous disposons, au long de notre profil de 3 000 km, de 9 points d'observation dont la distribution en latitude n'est pas uniforme. La figure 1 illustre ce fait en montrant comment les stations sont réparties au long de courbes représentant les effets théoriques, en H et Z, d'un ruban infiniment mince de courants (de demi-largeur a égale à 300 km) situé à 105 km d'altitude ou les effets conjugués d'un tel ruban *et* de son image électrique située à 600 km de profondeur. Une image située à cette profondeur représente bien, selon Forbush et Casaverde (1961), l'effet des courants induits par l'électrojet sur la longitude de Huancayo. La loi parabolique choisie pour la variation de la densité I des courants dans le ruban (soit $I(x) = I_0(1 - x^2/a^2)$, où I_0 est la densité au centre, x la distance au centre et a la demi-largeur du ruban) est reprise de S. Chapman (1951). Nous décrivons, dans l'appendice D, le calcul des effets magnétiques d'un tel ruban. Notons qu'un tel modèle n'interférera avec la séparation des effets externes et internes que pour une interpolation entre les stations S_2 et S_3 et pour la « définition » du S_R^P, l'opérateur de Kertz étant lui-même indépendant de tout modèle.

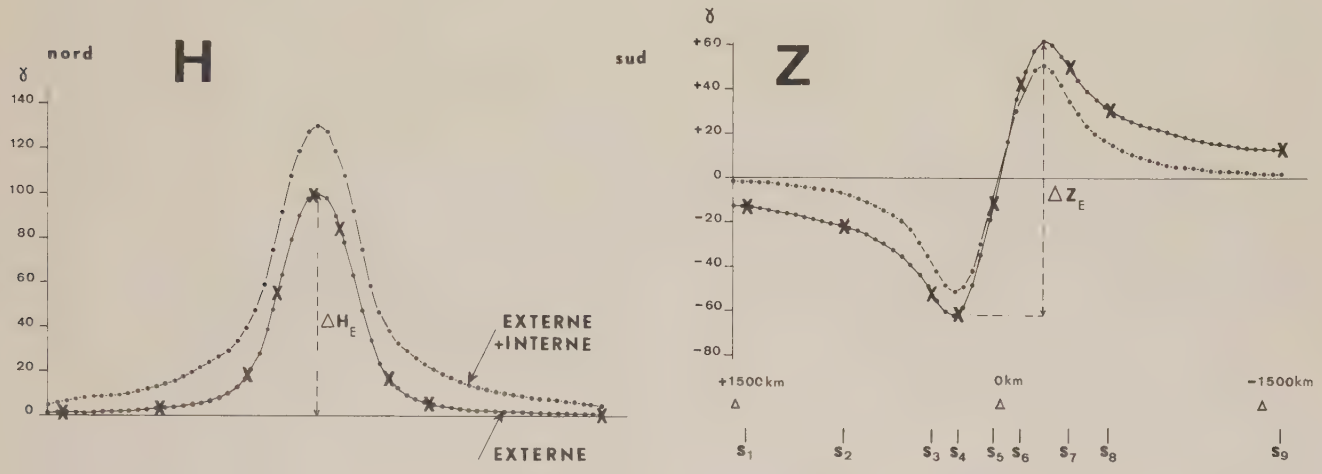


FIG. 1. — Variations théoriques le long d'un profil Nord-Sud des effets dus à un ruban externe (demi-largeur 300 km) ou de ce ruban associé à son image à 600 km de profondeur. La position de nos stations expérimentales S_1 à S_9 est repérée en dessous des profils de Z, mais aussi par les croix dessinée sur les profils de H et Z du ruban externe. La définition des quantités ΔH_E et ΔZ_E, illustrée sur les profils correspondant au ruban externe, est valable pour les profils des effets associés du ruban externe et de son image et pour les profils observés qui seront analysés.

Cet opérateur est basé sur une méthode d'intégration et nous devons interpoler entre nos neuf points d'observation afin d'obtenir des valeurs correspondant à des points situés à une distance constante les uns des autres. Nous avons choisi un pas de 50 km, approximativement égal au quart de la distance entre nos stations les plus proches. Ce pas peut cependant paraître très petit devant la distance entre les stations situées sur les bords du profil. Nous justifierons ce choix à propos de l'opérateur de Kertz lui-même.

Nous décrivons dans l'appendice A la méthode que nous avons finalement choisie. Elle est basée essentiellement sur l'usage de fonctions Spline (Reinsch, 1967), dont le principe est décrit dans l'appendice B. La figure 2 illustre les différences Δ entre les valeurs ainsi *interpolées* (soit Y_i), de 50 en 50 km, à partir des valeurs calculées de la figure 1 aux abscisses des 9 stations et des valeurs *calculées* (soit Y_t), par la même loi parabolique, aux abscisses des valeurs interpolées. En a et b, nous avons représenté les résultats obtenus avec une pure interpolation linéaire entre les 9 stations ou par le seul usage de la fonction Spline. En $b_{1,2}$ et b'_1, sont représentés les résultats obtenus par les fonctions Spline après introduction de stations fictives (F_1, valeur interpolée linéairement à partir de S_1 et S_2 ; F_2, valeur calculée à partir de la valeur en S_2 ; F'_1, valeur moyenne résultant d'une interpolation linéaire et d'une interpolation par les fonctions Spline entre S_8 et S_9). Les résidus $Y_i - Y_t$ doivent être jugés par rapport à l'amplitude totale des profils de la figure 1 (100 gammas en H, 120 gammas en Z).

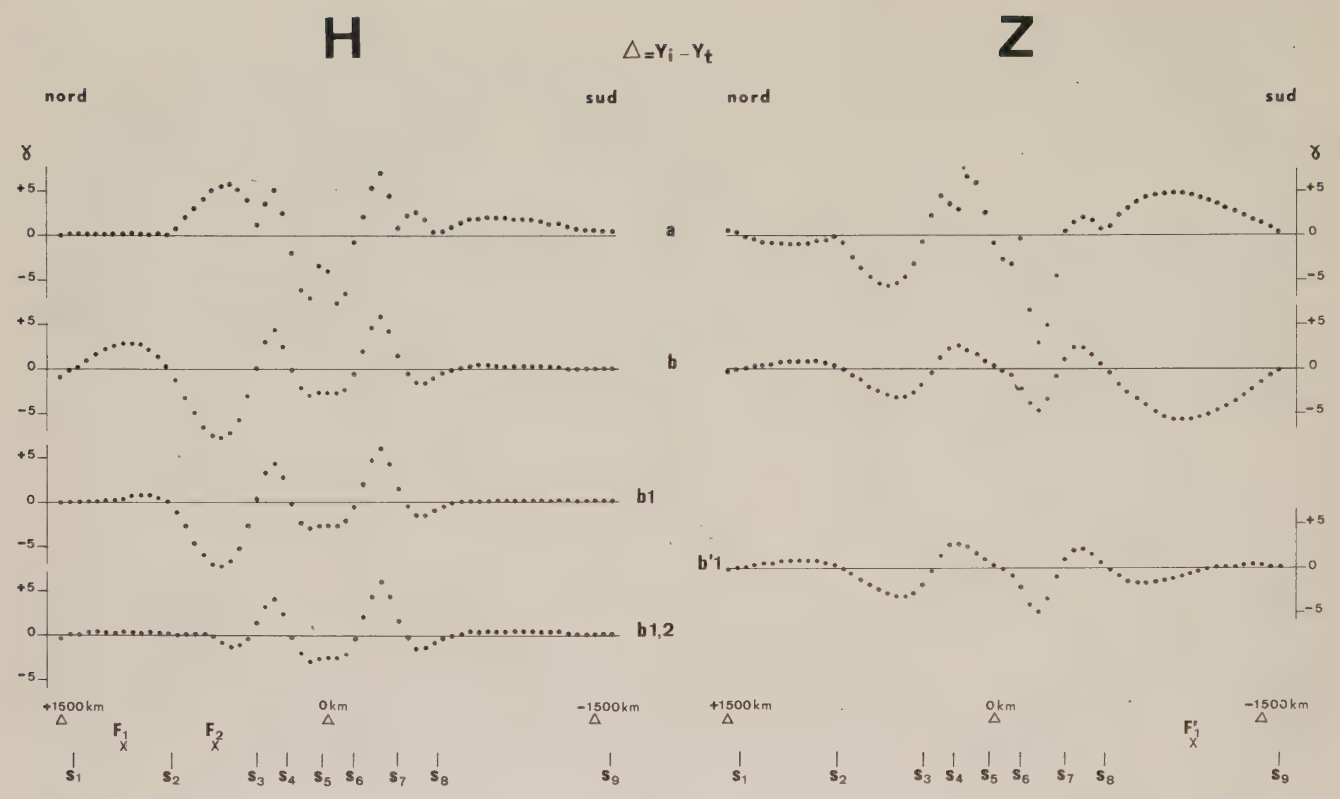


FIG. 2. — Différences Δ obtenues au long du profil par diverses méthodes d'interpolation des courbes théoriques (ruban externe) de la figure 1.

Cette méthode peut paraître très empirique. Son intérêt, à ce stade de notre étude, est de n'introduire pratiquement aucune hypothèse sur la nature du phénomène.

Nous avons souligné précédemment que la condition d'emploi de l'opérateur de Kertz suppose que le champ analysé devienne nul aux bords du profil. Cependant, si les effets internes de la variation S_R^E sont très faibles, cette condition ne sera pas réalisée. Ainsi, sur la figure 1, il apparaît que, pour un effet en H au centre de 100 gammas, les effets en Z au bord du profil sont d'environ 12 gammas pour un ruban externe (ils sont inférieurs à 2 gammas pour le ruban associé à son image interne). Il est nécessaire d'apprécier quelles sont les conséquences de ce fait sur l'opérateur pour introduire, si possible, les corrections utiles.

Un moyen aisé d'estimer ceci consiste à appliquer l'opérateur au champ calculé d'un ruban externe : les effets internes devraient être nuls. La figure 3*A* donne les valeurs H_i et Z_i (i pour interne) obtenues en analysant par l'opérateur les effets du ruban externe tels qu'ils sont représentés sur la figure 1. Ce que nous appellerons « l'effet de bord » de l'opérateur est très net sur la composante H (environ 4 gammas au centre du profil, il croît jusqu'à 10 gammas aux bords), mais faible sur la composante Z (nul au centre, environ $\pm$ 0,2 gamma sur les bords).

Supposons que l'on augmente la longueur du profil analysé pour obtenir une valeur plus faible des effets en Z du ruban externe sur les bords. Le résultat est très clair : l'effet de bord en H au centre est respectivement diminué d'un facteur 0,67 ou 0,57 pour des longueurs de profils de 5 100 km ou 6 900 km au lieu de 3 000 km (les effets en Z du ruban externe sont alors d'environ 7 ou 5 gammas au lieu de 12).

A partir du moment où les profils de H et Z que nous analyserons ne respecteront pas les conditions de nullité du champ aux bords, nous devrons donc introduire des corrections pour compenser cet effet de bord.

Avant de les décrire, justifions le choix que nous avons fait d'un pas de 50 km. Supposons (par exemple) que l'on utilise un pas de 150 km. L'effet de bord calculé avec un tel pas est représenté sur la figure 3*B*. Il apparaît

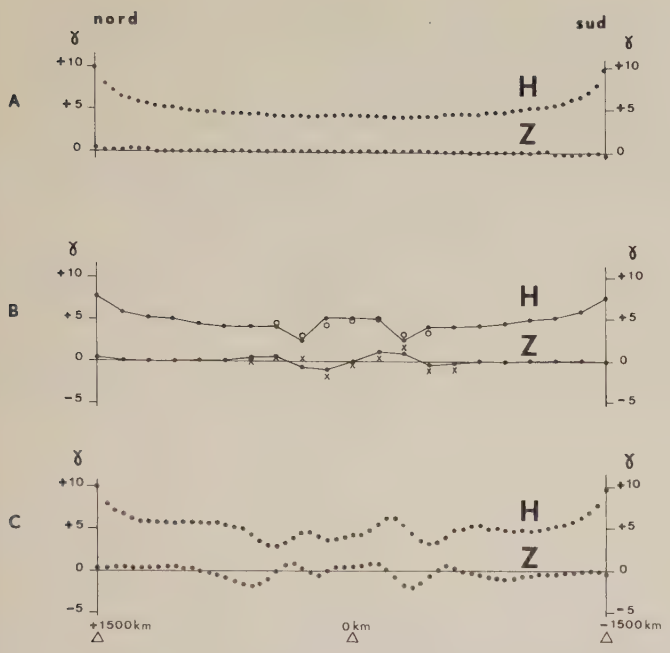


FIG. 3. — Variation de l'effet de bord le long du profil. A) Pour les valeurs théoriques de la figure 1 (externe pur) avec un pas de 50 km. *B*) Pour les valeurs théoriques avec un pas de 150 km. *C*) Pour les valeurs interpolées à partir des valeurs théoriques aux neuf stations avec un pas de 50 km.

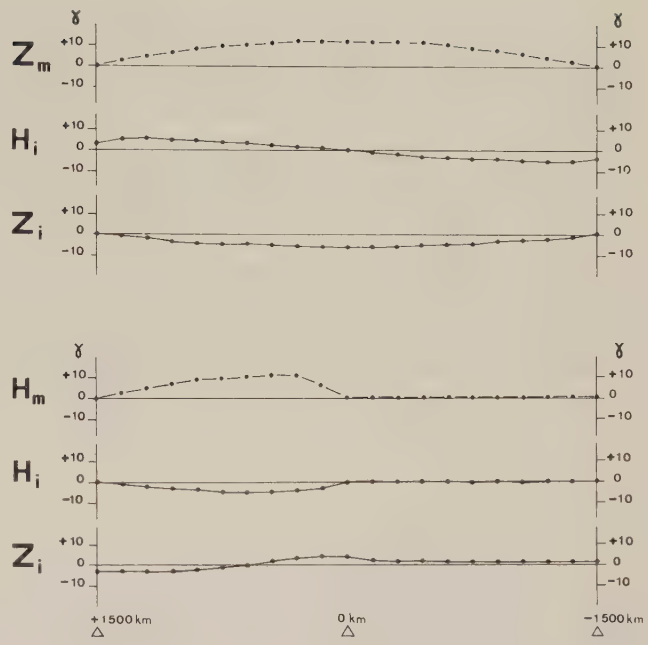


FIG. 4. — Effets internes parasites (H_i et Z_i) causés par une modification arbitraire Z_m (ou H_m) des valeurs théoriques du ruban externe de la figure 1.

au centre des profils de H et Z ce que nous appellerons un effet parasite. En effet, supposons que l'on fasse le même calcul, avec un pas de 150 km, mais en décalant de 50 km sur le profil la position des valeurs analysées : l'effet parasite se déforme (cercles et croix dans la région centrale de la figure 3*B*). Un tel effet parasite est évidemment dû au fait qu'un pas de 150 km est trop grand pour une analyse de variations spatiales dont la longueur d'onde est proche de 150 km en Z dans la partie centrale.

Lorsque nous analyserons les profils expérimentaux H_T et Z_T, nous pourrions choisir comme correction de l'effet de bord des valeurs calculées à partir de celles représentées sur la figure 3*A*. Ces dernières sont représentatives pour un effet en H au centre de 100 gammas. Soit ΔH_E la valeur expérimentale, due à la variation S_R^E, qui est observée au centre du profil (voir Fig. 1). Les valeurs de la figure 3*A* devraient être multipliées par un facteur $p = \Delta H_E/100$.

Cependant, parce que les effets internes que nous obtenions dans l'analyse de nos profils expérimentaux étaient très faibles, nous avons cherché à nous rapprocher des conditions d'emploi que nous faisions de l'opérateur de Kertz en calculant un effet de bord pour des valeurs théoriques interpolées d'une manière analogue à celle que nous avons retenue précédemment. Autrement dit, les effets théoriques d'un ruban externe ont été calculés aux latitudes de nos neuf stations et les 63 valeurs interpolées à partir de ces neuf valeurs ont été analysées par l'opérateur. « L'effet de bord » obtenu est représenté sur la figure 3*C*. De légères distorsions dues à l'interpolation elle-même apparaissent. Ce sont ces valeurs, après multiplication par le facteur p, qui seront utilisées dans la suite de notre analyse.

Il est évident que cet effet de bord est fonction de la largeur choisie pour le ruban théorique. Cependant les demi-largeurs observées ne varient que peu (350 $\pm$ 50 km) et la correction calculée doit rester valable.

Nous avons dit à quel point la « définition » du S_R^P constitue le point de départ essentiel de notre analyse. Il peut être intéressant d'apprécier quelle est l'influence d'une définition erronée de cette quantité sur les résultats obtenus. Ceci peut être fait en introduisant une modification arbitraire dans les valeurs théoriques des effets d'un pur ruban externe (par exemple sur une seule composante) et de soumettre les valeurs ainsi obtenues à l'opérateur de Kertz. La figure 4 illustre, parmi d'autres, les effets de deux définitions erronées.

Nous supposons d'abord (Fig. 4*A*) que la courbe Z_m (parabole ayant une flèche de 15 gammas au centre du profil) représente le S_R^P de Z au long du profil, et nous définissons les valeurs S_R^E de Z par la différence entre les valeurs théoriques d'un pur ruban externe causant un ΔH_E égal à 100 gammas et ces valeurs S_R^P. Les courbes H_i et Z_i représentent alors, après correction de l'effet de bord, les effets internes introduits par cette mauvaise définition du S_R^P. L'effet résultant se manifeste sur les *deux* composantes. Il apparaît être de même forme sur la composante modifiée (Z) mais changé de signe. Sur la composante non modifiée (H), il est nul au centre du profil ; il est le plus grand aux deux bords, mais y change de signe. La composante H aurait-elle été modifiée de la même manière que les effets parasites auraient été échangés entre composantes.

Dans la figure 4*B*, une modification H_m est imposée au profil de H, mais seulement sur une partie du profil. Les effets observés sont analogues, à ceci près que l'effet H_i reste nul dans la partie non modifiée du profil de H tandis que l'effet Z_i apparaît sur toute la longueur du profil.

Ces quelques exemples montrent bien comment une définition inexacte de la variation S_R^P peut introduire des effets parasites importants lors de l'analyse de la variation S_R^E.

5 *Analyse des valeurs expérimentales*

5.1. Variations de type S_R

Dans cette analyse, les valeurs que nous utilisons sont, entre — 1 600 km et + 1 500 km, les 63 valeurs interpolées (selon la méthode décrite au § 4) à partir des 9 couples de valeurs H_T et Z_T définies au paragraphe 3. Nous disposons de telles valeurs pour 10 h 30, 11 h 30 et 12 h 30 (T. L.), de chacun des mois du tableau II et aussi bien pour la moyenne de ces mois (*à l'exception* du mois de mars non inclus dans la moyenne parce que ne comptant qu'un seul jour).

Une première estimation de l'importance des effets internes peut être obtenue de la manière suivante. Ceux-ci sont de même signe que les effets externes sur la composante horizontale, ils sont de signe opposé sur la composante verticale. En conséquence, le rapport de la quantité ΔH_E (précédemment définie, voir Fig. 1) et de son équivalent ΔZ_E (amplitude entre les extremums en Z observés au long du profil, voir Fig. 1) devrait être très sensible à la présence des effets internes. Le tableau III donne les rapports $\Delta Z_E/\Delta H_E$ pour les effets conjugués d'un ruban externe à densité de courants parabolique, de demi-largeur 300 km, et de son image située à diverses profondeurs. Le dernier rapport concerne un ruban externe pur (profondeur infinie).

Tableau III

km	300	600	1 100	1 600	2 100	2 600	3 100	∞
$\Delta Z_E/\Delta H_E$	0,45	0,78	0,99	1,06	1,10	1,13	1,15	1,23

On doit prendre garde que de tels rapports théoriques sont fonction du modèle de densité de courants choisi pour le ruban. Le modèle parabolique que nous utilisons est sans doute assez représentatif puisqu'il donne des effets proches de ceux du modèle théorique de Untiedt (1967) ; le rapport $\Delta Z_E/\Delta H_E$ de ce modèle serait égal à 1,24 pour une profondeur infinie de l'image.

Les rapports observés sont respectivement égaux à 1,13, 1,21 et 1,30 pour les moyennes mensuelles de 10 h 30, 11 h 30 et 12 h 30 ; ils sembleraient donc correspondre, quant à leur moyenne, à une inexistence de tout courant induit et on peut penser que si la variation S_R^E contient des effets internes sur le méridien 17° E, ils sont probablement très faibles. Ce fait nous guidera constamment dans l'analyse que nous exposerons maintenant.

Le problème fondamental est la définition de la variation S_R^P, qui représente l'effet qui serait observé le long du profil si le supplément de courants causé par l'électrojet et correspondant à la variation S_R^E n'existait pas. Nous essayerons quatre définitions successives pour décomposer les H_T ou Z_T en H_P et H_E ou Z_P et Z_E correspondant respectivement aux variations S_R^P et S_R^E le long du profil. Chacune des définitions est empirique et de complexité croissante. Le tableau IV en résume les éléments pour chaque composante et indique les notations retenues.

TABLEAU IV. — Définitions diverses du S_R^P

	H	Z
a	Parabole par moindres carrés sur S_1, S_2, S_8, S_9	Droite sur S_1 et S_9
b	Parabole par moindres carrés sur S_1, S_2, S_8, S_9 corrigées	Droite sur S_1 et S_9 corrigées
c	Parabole par moindres carrés sur S_1, S_2, S_8, S_9 corrigées	Parabole sur S_1 et S_9 corrigées et le point d'effet nul d'un électrojet symétrique
d	Lissage par spline sur S_1, S_2, S_8, S_9 corrigées	Parabole sur S_1 et S_9 corrigées et le point d'effet nul d'un électrojet symétrique

Un profil en latitude de la variation S_R^P présente en H et Z les caractéristiques suivantes. Nulle en H aux foyers des systèmes planétaires de courants, cette variation passe par un large maximum au travers des régions tropicales ; une loi *parabolique* dans ces régions est donc susceptible de représenter la variation S_R^P de H. Minimum en Z au foyer du système Nord et maximum au foyer du système Sud, elle varie de l'un à l'autre de ces extremums au travers de ces mêmes régions ; une loi *linéaire* est donc susceptible de représenter la variation S_R^P de Z. Ceci d'ailleurs est indépendant d'une dissymétrie plus ou moins importante (même à l'équinoxe : voir, par exemple, Van Sabben, 1964) entre les deux systèmes planétaires de courants ou de la position de la frontière entre ceux-ci. Autrement dit, la latitude du maximum de la parabole (S_R^P de H) peut varier et n'est liée en rien à l'équateur magnétique, de même que la latitude du passage au zéro de la droite (changement de signe du S_R^P de Z).

La définition *a* consiste à supposer que le S_R^P de H peut être représenté par une parabole calculée par moindres carrés au travers des valeurs observées aux 4 stations S_1, S_2, S_8 et S_9, et le S_R^P de Z par une droite passant par les valeurs observées aux stations S_1 et S_9. Selon la figure 1, une telle définition peut être valable pour le S_R^P de Z si des effets induits correspondant à une image à 600 km de profondeur existent réellement : les effets totaux (externes + internes) de l'électrojet sont alors à peu près nuls en Z à la latitude de S_1 et S_9. Pour le S_R^P de H, une erreur est manifestement introduite (les effets de l'électrojet ne sont pas nuls aux 4 stations considérées) ; elle est analogue à la déformation de type Z_m de la figure 4. Nous choisissons cette définition *a* comme point de départ, parce qu'une définition très proche a été utilisée par Forbush et Casaverde (1961).

La définition *b* ne diffère de la précédente que pour satisfaire au fait que les effets internes recherchés sont très faibles ou inexistants selon les valeurs observées des rapports $\Delta Z_E/\Delta H_E$. En ce cas, selon la figure 1, les effets en Z de l'électrojet sont encore très sensibles aux stations S_1 et S_9 et le S_R^P de Z ne correspond pas aux valeurs observées Z_T en ces stations. La quantité ΔZ_E étant une mesure relativement bonne de l'intensité de l'électrojet, les effets théoriques d'un ruban parabolique de largeur 300 km, causant un tel ΔZ_E, sont calculés et ajoutés aux Z_T. La droite représentant le S_R^P de Z est tracée à partir des valeurs ainsi corrigées aux stations S_1 et S_9 (voir tableau IV). Des corrections analogues sont apportées aux valeurs H_T des stations S_1, S_2, S_8 et S_9 et une parabole est calculée par moindres carrés.

La figure 5*a* et *b* illustre pour un mois et une heure donnés (11 h 30 du mois d'août) les formes des profils en H et Z. Les courbes continues correspondent à l'interpolation faite à partir des valeurs observées H_T et Z_T aux neuf stations et illustrent la variation S_R au long du profil, les valeurs H_T et Z_T étant elles-mêmes représentées par des croix. Les courbes en tirets illustrent l'une ou l'autre des définitions de la variation S_R^P au travers du profil, la variation S_R^E correspondant alors à la différence $S_R - S_R^P$.

La figure 6*a* et *b* illustre les résultats de l'analyse, par l'opérateur de Kertz, du S_R^E obtenu par ces deux définitions, les courbes $S_{R,e}^E$ et $S_{R,i}^E$ représentant respectivement les effets externes et internes. La correction d'effet de bord n'a été évidemment introduite que dans le cas de la seconde définition. Une première remarque s'impose. En l'un et l'autre cas (*a* ou *b*), la forme de la variation $S_{R,i}^E$ au long du profil ne ressemble en aucune manière à ce que

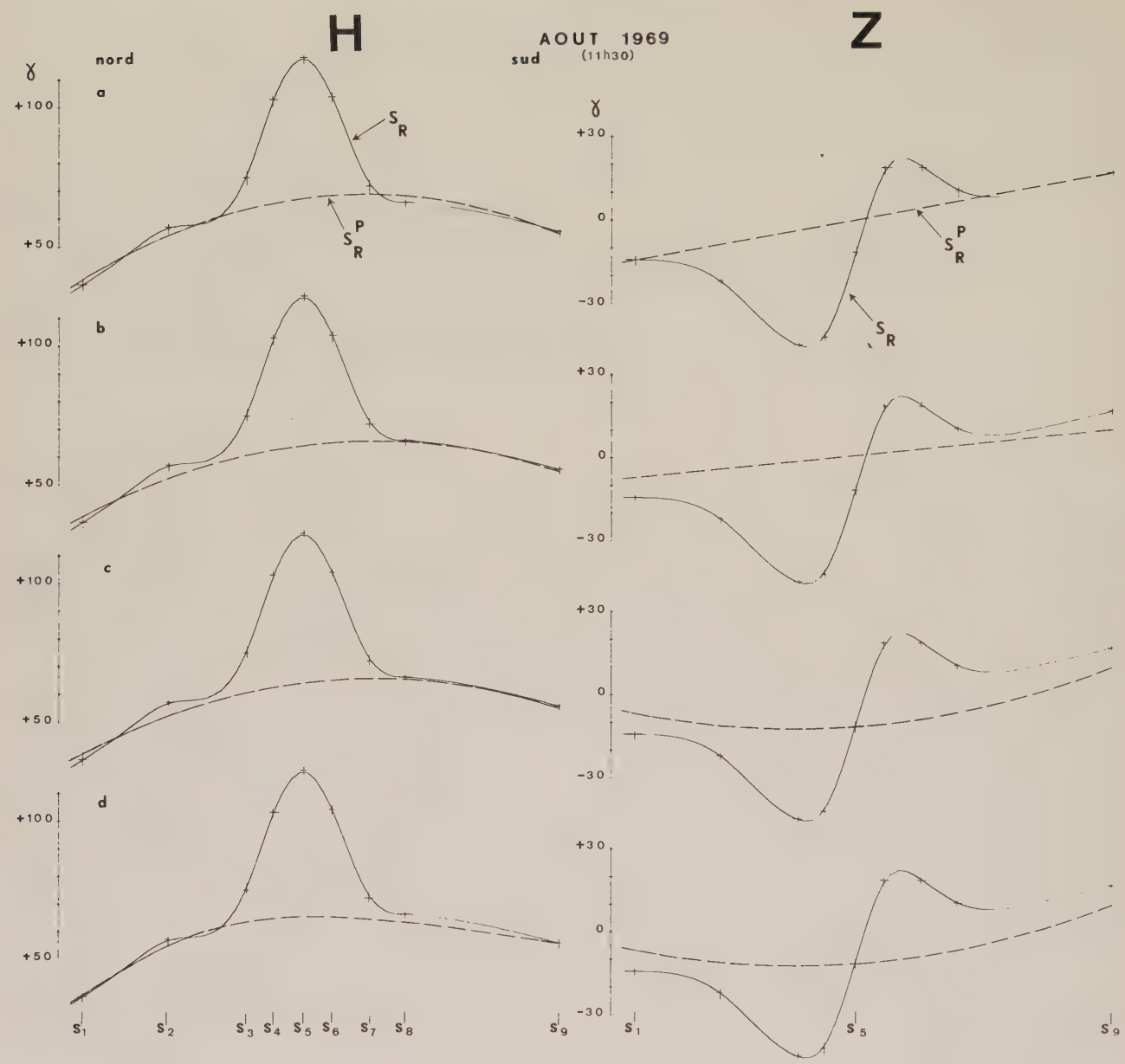


FIG. 5. — Variation S_R au long du profil pour le mois d'août (11 h 30) et diverses définitions du S_R^P (voir tableau IV). Les croix représentent les valeurs expérimentales à partir desquelles les 63 valeurs (pas de 50 km) ont été interpolées.

l'on devrait observer, à savoir des profils du genre de ceux qu'illustre la figure 11 (analyse de variations de type *D*) et qui correspondent aux effets d'une image électrique localisée à une profondeur plus ou moins grande.

Une deuxième remarque peut être faite à partir de la définition *b*, dont nous pouvons penser qu'elle serre de plus près la réalité selon la valeur expérimentale obtenue pour $\Delta Z_E/\Delta H_E$ (voir ci-dessus). Le $S^E_{R,i}$ de H, au lieu de passer par un maximum au centre du profil, y prend une valeur nulle ; la variation, positive au Nord et négative au Sud, ressemble à l'effet parasite illustré par la figure 4 dans le cas de la modification Z_M (voir la courbe H_i). De même, le $S^E_{R,i}$ de Z, au lieu de présenter une forme à peu près symétrique du $S^E_{R,e}$, présente une variation presque uniquement négative, qui ressemble également à l'effet parasite illustré sur cette même figure 4 (voir la courbe Z_i). On peut donc se demander si la définition *b* du S_R^P de Z est exacte.

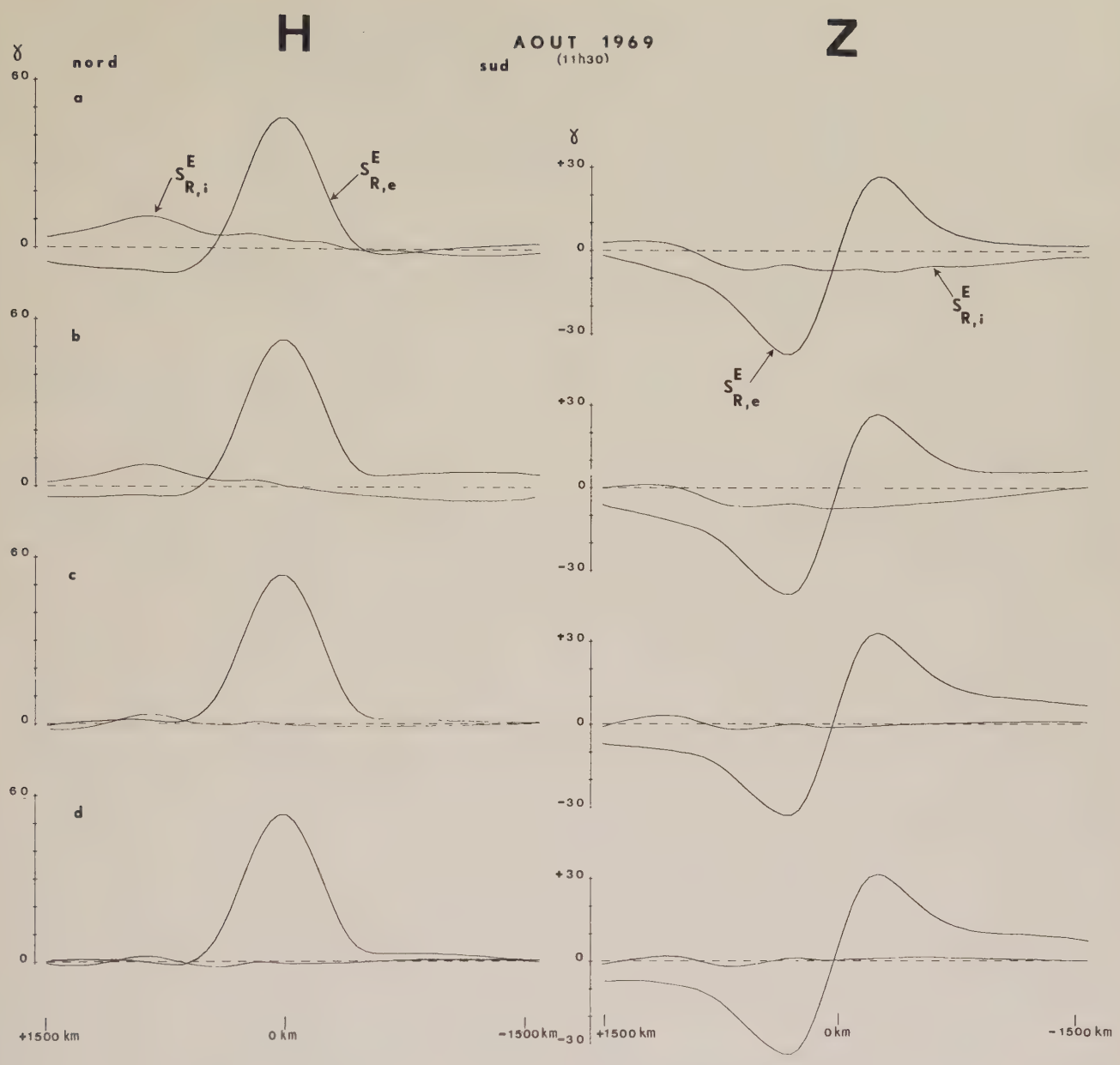


FIG. 6. — Variations $S^E_{R,e}$ et $S^E_{R,i}$ au long du profil pour le mois d'août (11 h 30) obtenues pour diverses définitions du S^P_R (Fig. 5).

Or, sur la figure 5*b*, un fait très net apparaît, qui n'est particulier ni à ce mois ni à cette heure ; à supposer que la définition *b* soit correcte, une dissymétrie considérable existerait dans les effets en Z de l'électrojet. Ils seraient au moins deux fois plus grands au Nord qu'au Sud. Une telle dissymétrie serait très difficile à expliquer par l'électrojet lui-même. Supposons donc que les effets en Z de l'électrojet soient en fait parfaitement symétriques. En ce cas, nous pouvons déterminer le long du profil Z_T l'abscisse du point où la valeur Z_T est égale à la moyenne des valeurs aux extremums. En ce point de symétrie, le S^E_R causé par l'électrojet devrait être nul en Z et la valeur Z_T observée devrait donc être attribuée au seul S^P_R : l'abscisse correspondante représenterait le *centre* de l'électrojet. Par contre, dans les définitions précédentes (*a* et *b*), l'effet de l'électrojet serait nul au point de rencontre de la droite représentant le S^P_R et de la variation Z_T ; l'abscisse de ce point serait celle du centre. Le tableau V donne, pour chacune des 3 heures,

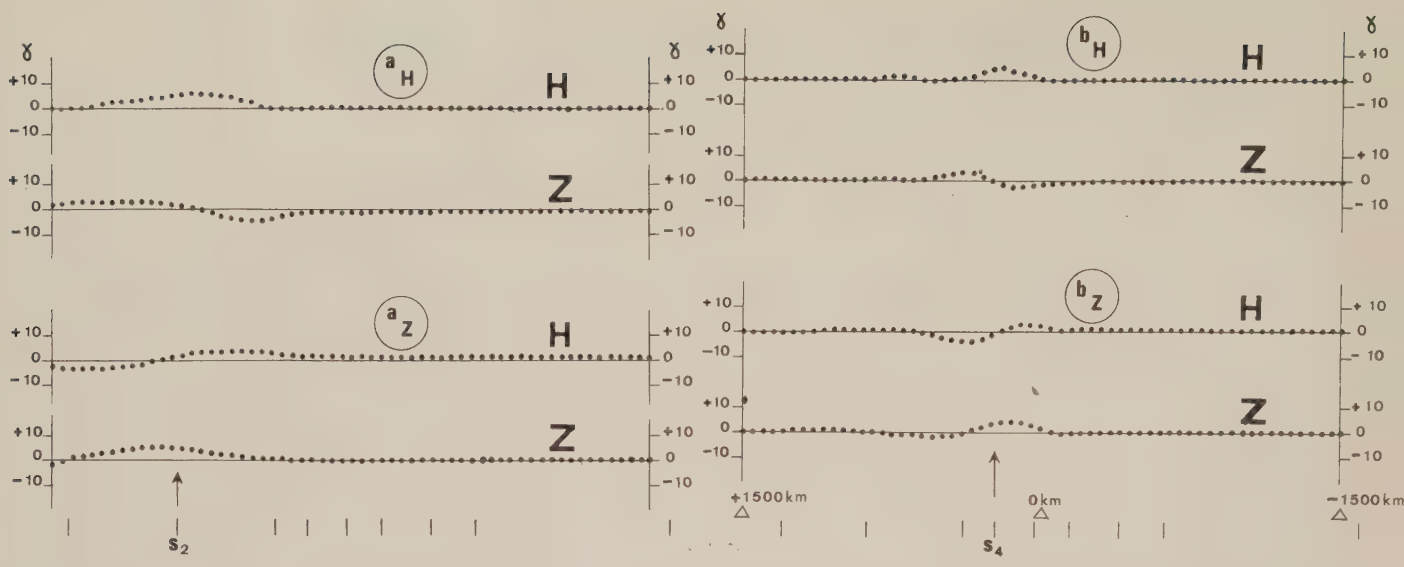


FIG. 7. — Effets induits parasites causés en H et Z par l'injection d'une erreur de 5 gammas sur la valeur théorique H de la figure 1 (a_H) ou sur la valeur théorique Z de la figure 1 (a_Z) à la station S_2. Les courbes b correspondent à une injection analogue à la station S_4.

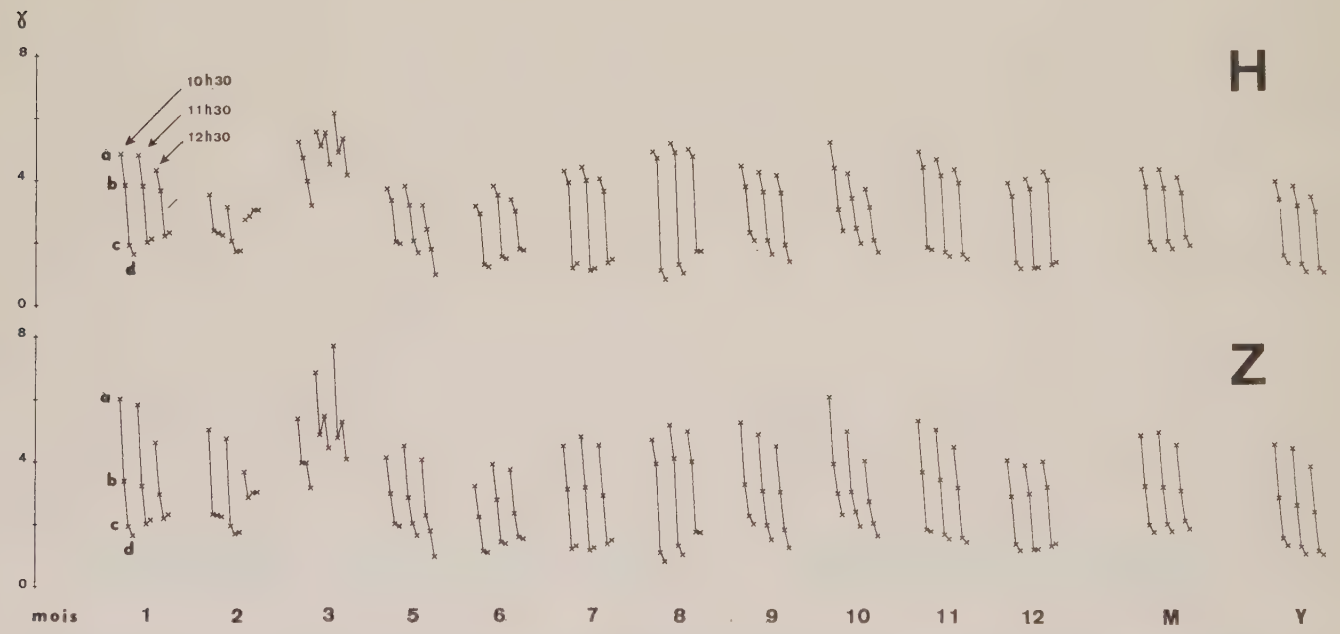


FIG. 8. — Valeur en H et Z des résidus R des variations de $S^E_{R,i}$ au long du profil pour les quatre définitions de $S^P_R(a, b, c, d)$. Pour chaque mois (ou la moyenne M des mois, ou l'année Y), les valeurs sont représentées pour 10 h 30, 11 h 30 et 12 h 30 (en temps local).

la position moyenne (en km, par rapport à l'équateur magnétique) du centre C_E de l'électrojet, déterminé par ces deux méthodes (les résultats obtenus par la définition a sont très proches de ceux obtenus par la définition b) pour les 11 mois du tableau II. L'écart-type σ est indiqué dans chaque cas. Les quatrièmes valeurs correspondent aux 3 heures des 11 mois.

Le centre de l'électrojet divague beaucoup moins dans le cas de la seconde hypothèse (symétrie des effets en

TABLEAU V. — Détermination de la position du centre de l'électrojet à l'aide du profil en Z_T (valeurs en km, l'équateur magnétique est supposé être à 0,0 km)

	Par la droite entre S_1 et S_9		Par l'abscisse du point d'ordonnée moyenne entre les extremums	
	C_E	σ	C_E	σ
10 h 30	— 13,6	± 45,5	+ 20,7	± 16,7
11 h 30	— 9,4	± 37,4	+ 19,4	± 13,2
12 h 30	— 11,4	± 31,6	+ 16,2	± 14,5
Les 3 heures	— 11,5	± 38,7	+ 18,8	± 15,0

Z) que dans celui de la première (dissymétrie possible entre les effets Nord et Sud). Or une telle divagation du centre serait aussi difficile à expliquer que la dissymétrie en Z.

Nous chercherons donc à définir un S_R^P de Z tel que les effets au Nord et au Sud du S_R^E de cette même composante soient symétriques. Ce sera la définition *c* du tableau IV. Sans modifier la définition du S_R de H, nous imposons au S_R^P de Z de passer par la valeur moyenne entre les extremums de Z_T à l'abscisse où elle est rencontrée et conservons, aux extrémités du profil, les deux valeurs corrigées en S_1 et S_9 (voir Fig. 5*c*). On notera que, pour d'autres mois, la flèche, au centre de la parabole définissant le S_R^P de Z, varie en amplitude et même change de signe. L'analyse par l'opérateur de Kertz du S_R^E ainsi obtenu est illustrée sur la figure 6*c*. Par rapport à la figure 6*b*, le changement obtenu est très significatif. Les $S_{R,i}^E$ des *deux* composantes deviennent réellement négligeables et peuvent être qualifiés de *purs résidus expérimentaux*. Les anomalies existant sur ces $S_{R,i}^E$ avec la définition *b* ont entièrement disparu ; elles étaient donc causées par une définition inexacte du S_R^P de Z telle que la figure 4 (Z_m) le laissait prévoir. De plus, et ceci est non moins important, une anomalie existait sur le $S_{R,e}^E$ de la composante H dans le cas de la définition *b* (voir Fig. 6*b*) : valeurs négatives sur l'aile Nord du profil, valeurs positives sur l'aile Sud. Cette anomalie a *également* disparu sur le $S_{R,e}^E$ avec la nouvelle définition *c* (voir Fig. 6*c*). Nous pourrions déjà conclure à ce stade que les effets induits pour le mois d'août 1969 sont inexistants.

Cependant, afin de montrer à quel point la définition du S_R^P est importante pour une séparation exacte des effets internes et externes, nous remarquerons que la définition du S_R^P de H introduit des valeurs faiblement négatives du S_R^E de H sur le bord Nord (voir Fig. 5*c*). Ceci est évidemment artificiel et provient de l'ajustement, par moindres carrés, de la parabole définissant le S_R^P de H à travers les 4 points S_1, S_2, S_8, S_9. C'est également sur le bord Nord qu'une oscillation, d'une amplitude plus grande, apparaît sur les $S_{R,i}^E$ de H et de Z (voir Fig. 6*c*). Nous pouvons chercher à éliminer ces valeurs négatives du S_R^E sur le bord Nord en définissant le S_R^P de H par une fonction spline au travers des 4 points corrigés S_1, S_2, S_8 et S_9 (définition *d* du tableau IV et Fig. 5*d*). L'analyse du S_R^E obtenu avec cette nouvelle définition est illustrée sur la figure 6*d*. L'oscillation du bord Nord a nettement diminué en amplitude aussi bien sur le $S_{R,i}^E$ de Z que sur celui de H. La figure 7 permet d'apprécier, à partir de valeurs théoriques, l'influence de petites erreurs dans la définition du S_R^P de H ou de Z. Supposons que nous analysions par l'opérateur de Kertz les valeurs théoriques d'un pur ruban externe (celles représentées sur la figure 1 par exemple) en injectant une erreur de 5 gammas *à l'une* des stations sur *l'une* des composantes H ou Z. Dans la partie *a* de la figure 7, cette erreur a été injectée à la station S_2 sur $H(a_H)$ ou sur $Z(a_Z)$, dans la partie *b*, à la station S_4. Il apparaît que les effets parasites ainsi introduits sur l'une *et* l'autre composante sont plus importants dans le cas S_2. Ceci était prévisible puisque l'erreur relative injectée est plus grande en ce point. Mais ces effets parasites, et là est le point intéressant, ont une forme tout à fait semblable aux oscillations résiduelles des $S_{R,i}^E$ des définitions *c* ou *d* (Fig. 6*c* et *d*). Celles-ci peuvent être d'origine expérimentale (erreurs de mesure, par exemple). Elles peuvent aussi bien provenir de ce que, par exemple, le S_R^P de Z ne peut être représenté valablement par une parabole : un gradient plus ou moins régulier dans la courbure des lignes de courants des systèmes planétaires est tout à fait vraisemblable (voir, par exemple, les cartes construites par Price et Wilkins, 1963), et aucune expression mathématique simple ne peut le figurer.

Les figures 5 et 6 étaient relatives à une heure (11 h 30) d'un seul mois (août). Les figures 8 et 9 résument graphiquement les résultats obtenus soit pour les autres mois, soit pour la moyenne annuelle.

A maints égards, les $S^E_{R,i}$ obtenus peuvent être considérés comme des *résidus*. Dans la figure 8, nous avons représenté graphiquement, pour chaque heure de chaque mois (ou de l'année), la variation de la quantité

$$R = \sqrt{(\sum y^2)/N}$$

où y est l'amplitude du $S^E_{R,i}$ sur l'une ou l'autre composante selon les 4 définitions *a* à *d* du tableau IV et N le nombre des valeurs. Les quantités R ainsi obtenues sont reliées entre elles par un trait dans le sens *a*, *b*, *c*, *d*. La décroissance des quantités R apparaît bien être comme un fait général bien que non absolument systématique entre *c* et *d* (les R_d ne sont pas toujours inférieurs aux R_c).

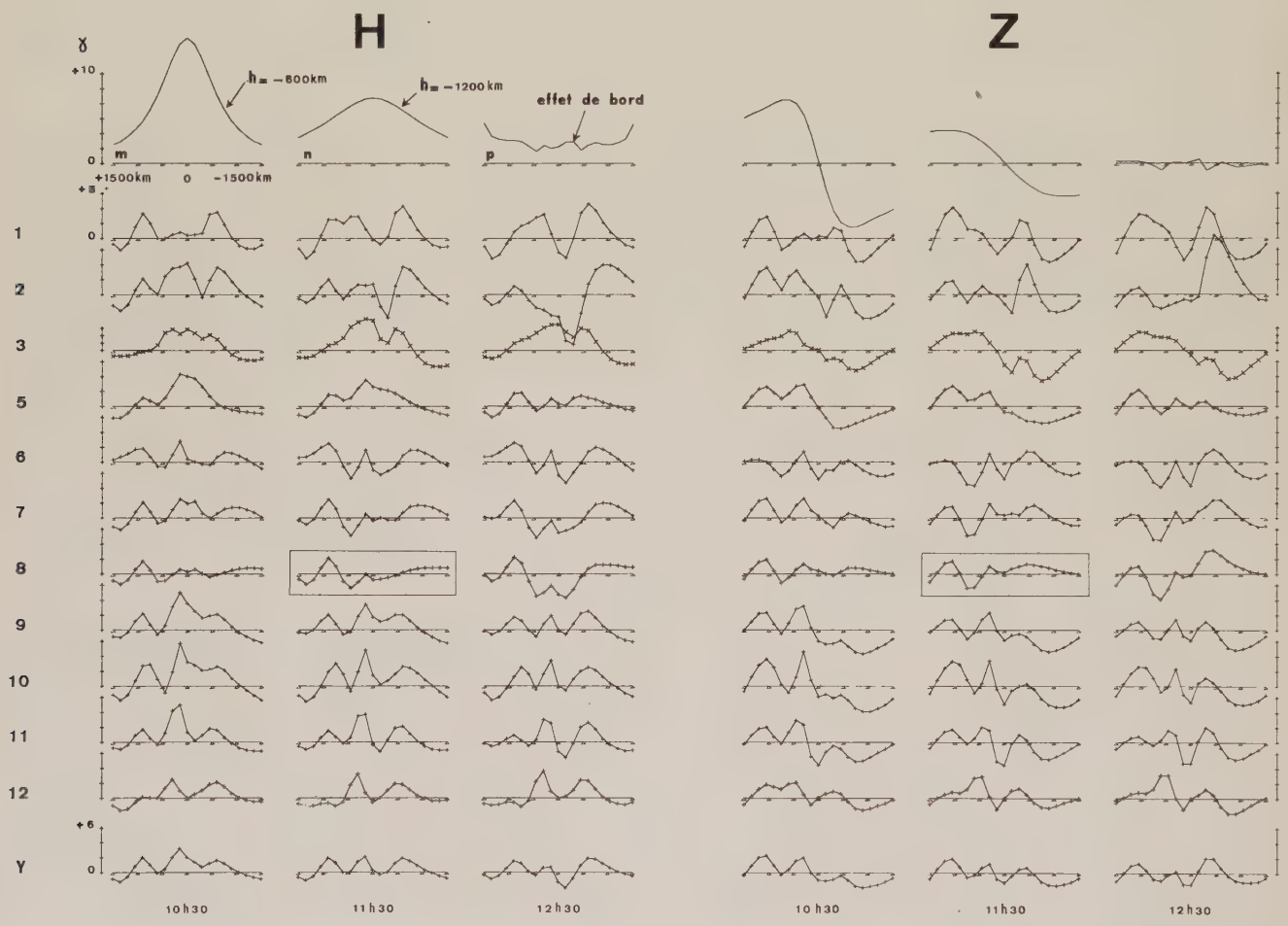


FIG. 9. — Variations $S^E_{R,i}$ pour chaque heure des mois ou de l'année, obtenues avec la définition *d* du S^P_R. Dans la partie supérieure, variations théoriques pour des images situées à 600 km (*m*) ou 1 200 km (*n*) de profondeur et variation au long du profil de l'effet de bord (*p*). Les courbes correspondant au mois d'août (11 h 30) sont encadrées ; elles sont identiques aux $S^E_{R,i}$ de la figure 6*d*.

La figure 9 représente pour les 3 heures de chaque mois et de l'année (Y) les $S^E_{R,i}$ des composantes H et Z (une valeur seulement sur 3 au long du profil a été dessinée) obtenues à partir de la définition *d*. Pour comparaison, les effets théoriques de l'image (à 600 km (*m*) et 1 200 km de profondeur (*n*)) d'un ruban externe causant un ΔH_E de 55 gammas au centre du profil (valeur moyenne observée pour l'année 1969), puis la correction d'effet de bord pour ce même $\Delta H_E((p))$ ont été dessinées dans la partie supérieure de la figure.

Manifestement, l'ensemble des $S^E_{R,i}$ ne ressemble guère, en forme, aux effets induits que l'on est en droit d'attendre. Comme pour le mois d'août à 11 h 30 (Fig. 6*d*), ce sont bien des résidus qui apparaissent. Un examen

des profils des S_R eux-mêmes révélerait qu'une part de ces résidus est d'ailleurs causée par une insuffisance dans la méthode d'interpolation choisie.

Le mois de mars mérite cependant une mention spéciale (il correspond, rappelons-le, à un jour individuel). Les $S^E_{R,i}$, dessinés en ce cas à une échelle deux fois plus petite, ont une forme ressemblant un peu à la forme théorique (maximum en H au centre du profil, valeurs positives au Nord et négatives au Sud en Z). Cependant les valeurs *nulles* en Z sur les bords sont en désaccord complet avec les profils théoriques (il n'en sera pas de même avec les variations de type D que nous analyserons ci-dessous). De même, en H, les valeurs négatives sur les bords du profil sont inexplicables par des effets internes. Nous montrerons au chapitre 3 comment une définition plus élaborée du S^P_R permet de réduire considérablement les effets résiduels illustrés sur cette figure et, en particulier, ceux de ce jour individuel de mars (voir page 24).

Finalement, nous pouvons conclure avec une réelle certitude que les effets internes de la variation S^E_R sont pratiquement inexistants au centre de l'Afrique.

5.2. Variations de type D

Les valeurs que nous utilisons ici sont encore les 63 valeurs interpolées (selon la méthode décrite p. 116) à partir des 9 valeurs H_T et Z_T définies au paragraphe 3. Nous appellerons D_1 et D_2 les deux événements dont nous présentons l'analyse. D_1 est constitué par la partie croissante (entre le début, nettement brusque, et le maximum) d'une perturbation en forme de baie ; D_2 est constitué par une variation presque linéaire. Le tableau VI donne quelques indications numériques sur ces deux événements : l'heure approximative h en T. L., la durée t de l'événement, l'amplitude a en H à la station centrale S_5, la vitesse moyenne v de variation (en gammas par minute) en cette station, l'amplification A sur la composante horizontale au centre (rapport entre le maximum observé en H et la valeur de la variation D^P à l'abscisse de ce maximum), le rapport $\Delta Z_E/\Delta H_E$ mesuré sur les profils, la profondeur p théorique de l'image électrique correspondant à ce rapport. On notera déjà à quel point les rapports $\Delta Z_E/\Delta H_E$ diffèrent de ceux obtenus pour les variations S_R (environ 1,20 dans leur cas).

Tableau VI

	h. (TL.)	t	a	v	A	$\Delta Z_E/\Delta H_E$	p
D_1	11 h 30	24 mn	41	1,7/mn	4,1	0,88	800 km
D_2	10 h 30	6 mn	74	12,3/mn	3,6	0,44	300 km

Les figures $10a_1$ et $10a_2$ sont analogues à la figure 5*a*. Elles représentent pour les événements D_1 et D_2 le profil en latitude de la variation D (analogue du S_R) et une première tentative de définition de la variation D^P (analogue du S^P_R), supposée représenter ce qu'aurait été le profil si l'effet de l'électrojet ne s'était pas fait sentir. Deux remarques peuvent être faites.

Premièrement, cette définition choisie pour D^P est identique à la définition a du tableau IV (parabole par moindres carrés à travers les 4 stations S_1, S_2, S_8, S_9 pour H, droite entre S_1 et S_9). Il apparaît que le D^P sur H est presque une droite, alors que le S^P_R présentait une courbure importante (Fig. 5*a*) : le gradient des courants au travers des régions équatoriales est donc beaucoup plus faible que dans le cas du S_R. La pente de la droite figurant le D^P de Z est négligeable et les valeurs aux extrémités Nord et Sud presque nulles : ceci indiquerait que les courants planétaires engendrant ces variations D ont une courbure pratiquement négligeable. Dans le cas du S^P_R de Z (Fig. 5), les valeurs négatives (extrémité Nord du profil) ou positives (extrémité Sud) (ceci même pour les définitions b, c, d, c'est-à-dire après correction de l'effet de l'électrojet) étaient, autour de midi, la trace d'une certaine courbure des lignes de courants du S_R. Pour ces variations de type D, l'absence de courbure peut être due à deux causes : ou bien la perturbation est d'origine proprement magnétosphérique, ou bien son extension en longitude est beaucoup plus grande.

Deuxièmement, une dissymétrie importante apparaît à première vue sur le profil de H dans le cas de D_2 : le maximum n'est plus en S_5 (Fig. 5) mais en S_6, soit un déplacement supérieur à 150 km, et il semblerait qu'autour de S_7 et S_8, les valeurs observées soient trop faibles. Sur le profil de Z, l'effet nul de l'électrojet reste cependant près

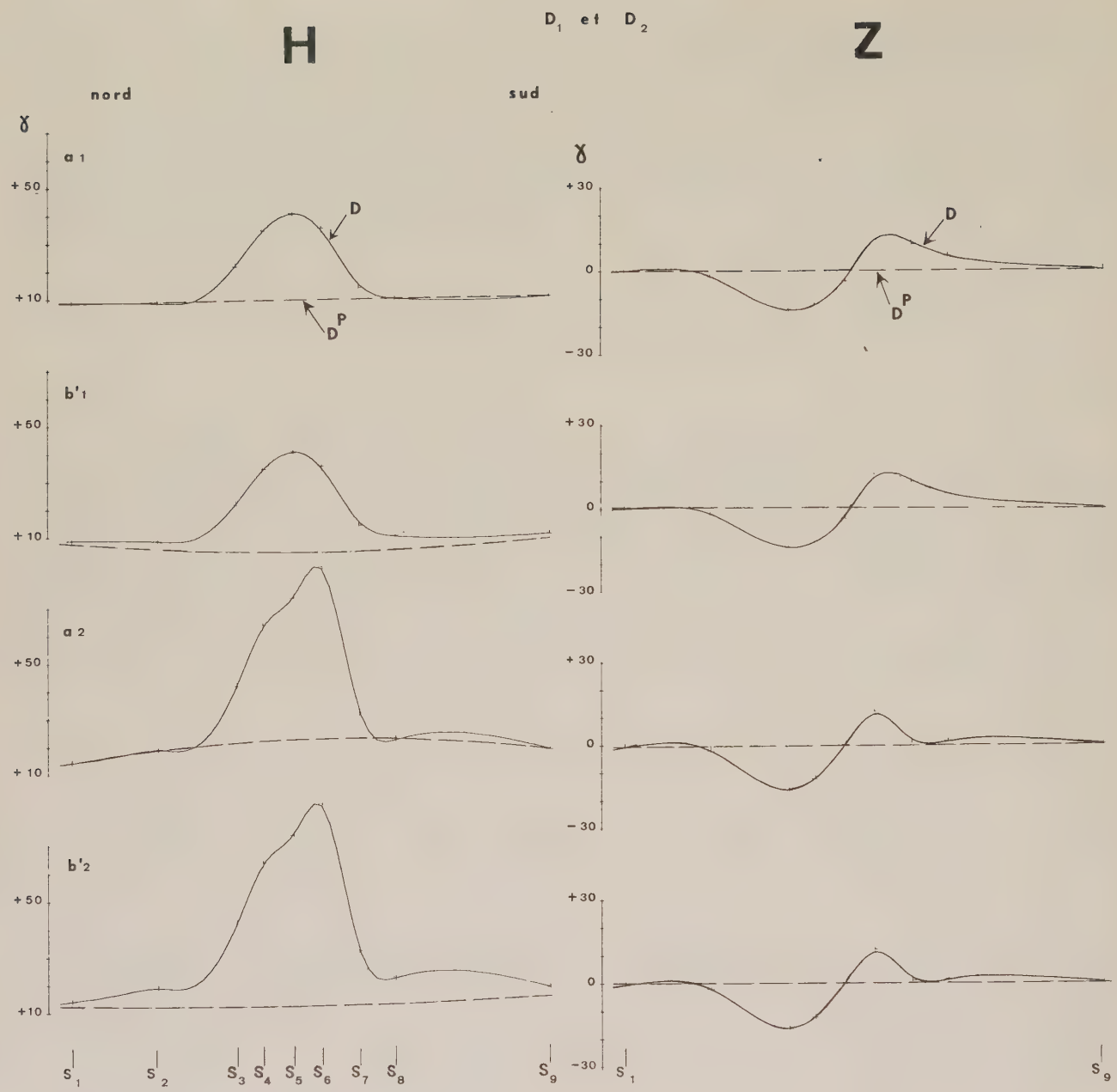


FIG. 10. — Variation D au long du profil pour les événements D_1 et D_2 et diverses définitions du D^P (a et b').
Les croix représentent les valeurs expérimentales à partir desquelles les 63 valeurs (pas de 50 km) ont été interpolées.

de S_5, c'est-à-dire de l'équateur magnétique, mais une dissymétrie assez importante existe en S_6 et S_7 sur le profil de Z (valeurs beaucoup plus faibles en valeur absolue qu'en S_3 et S_4).

Selon les valeurs des rapports $\Delta Z_E/\Delta H_E$ (tableau VI), des effets induits non négligeables devraient exister. Les figures $11a_1$ et $11a_2$, analogues à la figure 6*a*, illustrent le résultat de l'analyse par l'opérateur de Kertz de la variation D^E, égale à $D - D^P$. Les D_i^E présentent effectivement une forme qui ressemble aux effets internes attendus. Comparée à l'amplitude des effets externes, celle des effets internes est beaucoup plus grande pour D_2 que pour D_1, ce qui est en accord avec les rapports $\Delta Z_E/\Delta H_E$ ou avec les vitesses de variation v. De plus, la dissymétrie notée pour D_2 sur le profil de H (Fig. $10a_2$) est beaucoup plus marquée sur le D_i^E que sur le D_e^E (Fig. $11a_2$). Il semble donc

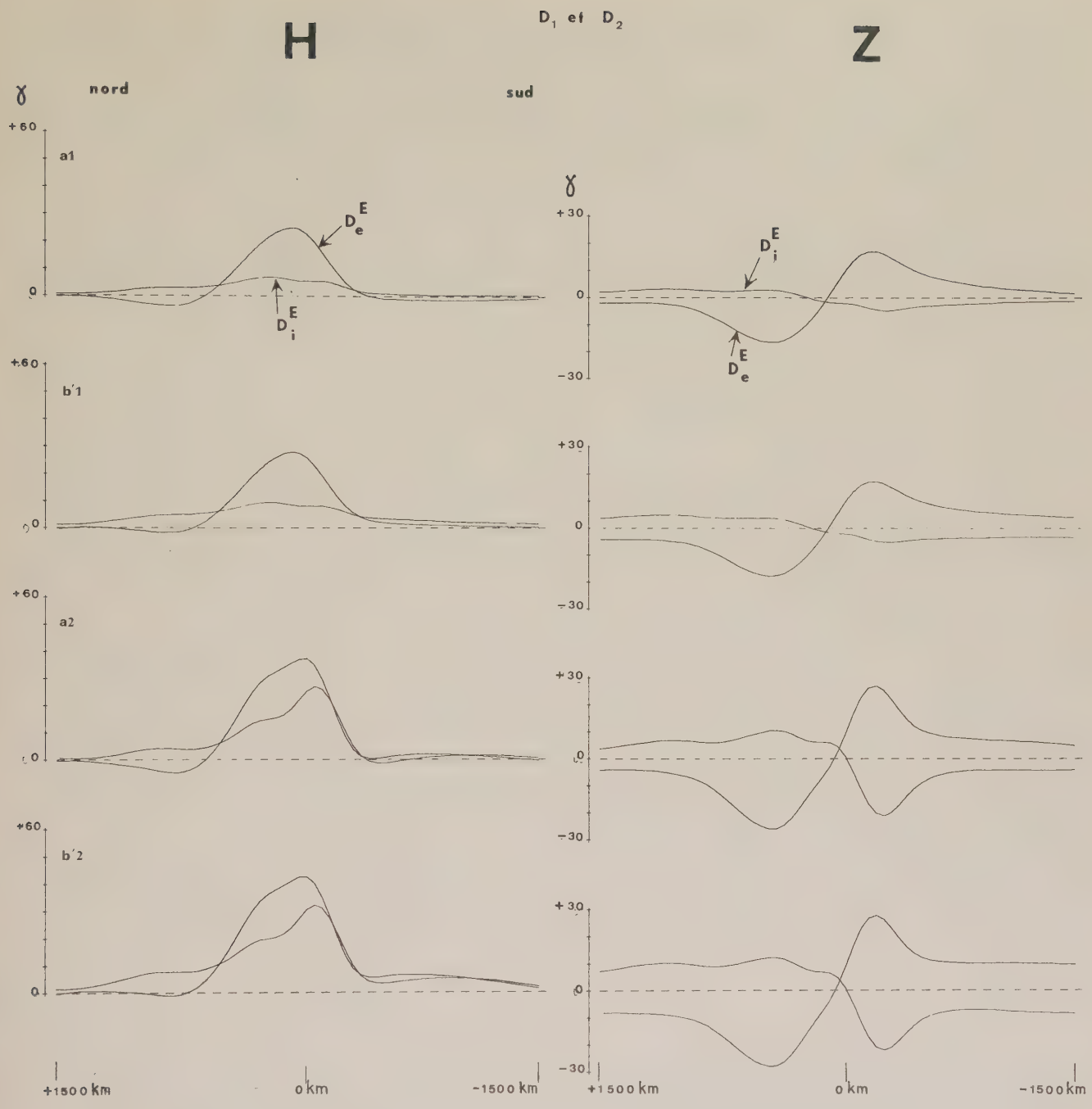


FIG. 11. — Variations D_e^E et D_i^E au long du profil pour les événements D_1 et D_2 obtenues à partir des définitions a et b' du D^P (Fig. 10).

évident que l'on est en présence d'une anomalie *locale*, d'origine interne. Ce fait est confirmé par l'examen de perturbations de nuit, ayant des vitesses de variation analogues. Alors que l'effet « électrojet » proprement dit a complètement disparu, l'amplitude de perturbations ayant une vitesse de variation analogue à D_2 est systématiquement plus grande sur H en S_6 qu'aux autres stations : un effet négatif apparaît sur Z en S_6 et S_7, qui ressemble à la déformation du profil de D_2 en Z (Fig. $10a_2$) autour de ces stations. Quoi qu'il en soit de ces déformations d'origine locale pour D_2, la comparaison du $S_{R,i}^E$ de la figure 6*a* et du D_i^E des figures $11a_1$ et $11a_2$ est frappante. Obtenus à partir d'une

méthode strictement identique, tandis que les profils des $S^E_{R,i}$ en H et Z ne ressemblent en rien aux formes attendues pour les effets induits, les profils des D^E_i ont, dès la première tentative de définition du D^P, des formes raisonnables.

Cependant, puisque les effets induits par l'électrojet semblent importants, il semble justifié d'en tenir compte dans la définition du D^P lui-même, comme nous avions cherché à tenir compte de leur absence dans la définition b des S^P_R. La définition b' (analogue à la définition b) consiste donc à calculer une correction (externe + interne) aux stations S_1, S_9 (H et Z), S_2 et S_8 (H seul) à partir des quantités observées ΔH_E et ΔZ_E. La figure 1 montre que, en ce cas, les corrections sont beaucoup plus importantes sur H que sur Z.

Les figures $10b'_1$ et $10b'_2$ représentent ces nouvelles définitions du D^P. Le résultat, sur la composante H, apparaît peu satisfaisant, spécialement dans le cas de D_1 : la variation D^P serait plus faible à l'équateur magnétique qu'aux extrémités du profil. Il n'est pas évident que ce résultat soit correct, mais il illustre à nouveau la difficulté de toute « définition » de ce qui est proprement planétaire (P) et de ce qui est dû à l'électrojet (E). Cependant la correction introduite (externe + interne) est certainement justifiée en grande partie. Les figures $11b'_1$ et $11b'_2$ représentent le résultat de l'analyse du D^E résultant de la définition b'. Les modifications ne sont pas essentielles, à l'exception peut-être de celle intervenant sur l'aile Nord du profil en H du D^E_e pour D_1 aussi bien que pour D_2. Avec la définition a, le D^E_e prenait des valeurs négatives importantes dans cette région : elles sont très diminuées avec la définition b', ce qui est certainement plus satisfaisant. Par contre, les valeurs positives apparaissant sur l'aile Sud des profils de l'événement D_2 (Fig. $11b'_2$) (aussi bien pour le D^E_e que pour le D^E_i de H) sont dues, pour une part, à cette insuffisance de notre méthode d'interpolation que nous avons déjà mentionnée. Ceci apparaît bien sur la partie Sud du profil des valeurs de H_T de l'événement D_2 (courbe D des figures $10a_2$ ou $10b'_2$ pour la composante H). La convexité prise par le profil entre les stations S_8 et S_9 est évidemment incorrecte ; elle provient d'un jeu complexe des fonctions spline utilisées pour l'interpolation, dont la réponse peut être variable selon les positions respectives des valeurs observées H_T à chaque station.

Quoi qu'il en soit de ces incertitudes provenant de la définition du D^P ou de la méthode d'interpolation elle-même, il est certain que les effets induits par l'électrojet, dans le cas de variations de type D (les perturbations), sont importants. Comme on pouvait s'y attendre, ils augmentent avec la vitesse de variation. Dans le cas de la variation D_2, plus rapide, des effets d'origine locale apparaissent, à propos desquels nous pouvons ajouter deux remarques. D'une part, Louis (1970), à l'aide de mesures gravimétriques et de sondages électriques, a mis en évidence une faille dans les structures géologiques, dirigée Est-Ouest et située à la hauteur de S_6 et S_7. D'autre part, Boyer, Cagniard et Pham van Ngoc (1971) ont calculé l'anomalie induite par une faille dirigée parallèlement à une nappe de courants ; les effets en H et Z, illustrés sur leur figure 1, ressemblent à ceux que nous observons (augmentation de H au Nord de la faille et diminution au Sud, effet négatif en Z autour de la faille).

Une étude plus précise des effets induits par les perturbations présenterait certainement un intérêt, mais dépasserait le but que nous nous sommes fixés dans leur analyse ; nous voulions seulement mettre en évidence leur existence en utilisant une méthode identique à celle mise en œuvre dans l'analyse des variations de type S_R.

6 *Conclusion*

Les points essentiels de notre démonstration sont les suivants :

1) Les valeurs observées pour les rapports $\Delta Z_E/\Delta H_E$ sont le signe d'une *absence* de courants induits dans le cas de la variation S^E_R, de leur *présence* dans celui des perturbations D^E.

2) Les définitions empiriquement les plus simples (a et b) choisies pour le S^P_R conduisent, par l'analyse du $S^E_R = S_R - S^P_R$, à des résultats *aberrants* pour les $S^E_{R,i}$ (Fig. 6*a* et 6*b*). Dans le cas des variations D, des définitions analogues pour les D^P conduisent à des résultats qui *ressemblent* nettement aux effets internes attendus pour les D^E_i (Fig. 11).

3) La définition du S^P_R (définition c, tableau IV) qui permet de réduire à de purs résidus négligeables les $S^E_{R,i}$, c'est-à-dire de mettre en évidence l'inexistence des courants induits, repose sur une hypothèse satisfaisante *du point de vue externe*. En effet, celle-ci consiste à postuler une *symétrie* des effets en Z de l'électrojet par rapport au *centre* de l'électrojet (effet nul en Z), défini par l'abscisse de l'intersection des profils du S_R et du S^P_R (Fig. 5*c*). La vali-

dité de cette hypothèse est confirmée, de ce même point de vue, par la moindre divagation du centre de l'électrojet (15 km au lieu de 39 km).

4) En postulant une telle symétrie des effets en Z, nous ne prétendons pas affirmer que celle-ci doit toujours être rigoureuse, mais seulement qu'il est très *improbable* que l'on puisse observer, au Nord du centre de l'électrojet, un effet en Z deux fois plus grand que l'effet observé au Sud (Fig. 5*b*). Sans doute, une telle dissymétrie pourrait être attribuée à des effets induits anormaux. Mais, parce qu'elle varie en importance (et même change de sens) d'un mois à l'autre, cette autre hypothèse ne peut être retenue.

5) La définition *c* introduit pour le $S^E_{R,e}$ lui-même (c'est-à-dire pour les effets proprement externes) des modifications importantes, dont la plus significative apparaît sur le profil de H (comparer Fig. 6*b* à Fig. 6*c*) : ce profil est en quelque sorte rééquilibré sur ses ailes par la suppression de valeurs négatives (au Nord) ou positives (au Sud) proprement aberrantes. Ceci, de nouveau, confirme la validité de l'hypothèse d'une symétrie des effets en Z.

Le contraste entre l'absence d'effets internes pour la variation S^E_R et leur présence pour la variation D^E est un résultat nouveau, qui, d'une part, contredit les conclusions obtenues dans une analyse antérieure, et qui, d'autre part, appelle une explication. Nous traiterons successivement ces divers points.

Le seul profil qui avait permis une analyse analogue à la nôtre est celui réalisé en 1957-1959 sur le méridien de Huancayo. Forbush et Casaverde (1961) avaient conclu, pour la variation S_R, à l'existence de courants induits, qui correspondaient à une image électrique située à 600 km de profondeur. Ce résultat cependant paraît paradoxal puisqu'une mesure du rapport $\Delta Z_E/\Delta H_E$ sur leur figure 7 donne une valeur égale à 1,50. Ce rapport, notre analyse l'a montré, est une estimation assez valable de l'importance des effets induits. Ici, il est *supérieur* au rapport correspondant à un pur ruban externe (1,23), et est le *double* de celui correspondant aux effets associés d'un ruban et de son image à 600 km de profondeur (0,78). Ceci nous a conduit à examiner en détail l'analyse de ces auteurs et nous avons exposé, en collaboration avec P. N. Mayaud (1973), les raisons pour lesquelles nous estimons que les effets induits sont négligeables sur le méridien de Huancayo. A cet égard, notre résultat pour le centre de l'Afrique ne serait pas une exception.

S'il en est bien ainsi, peut-on donner une raison de la différence, au point de vue effets induits, entre variations de type S^E_R et variations de type D ? Une première remarque fondamentale semble s'imposer : la *cause* de l'induction n'est pas la même pour ces deux types de variation. Puisque les nappes de courants S_R ont une intensité à peu près constante, c'est la *rotation* de la Terre qui est, en ce cas, la cause principale de l'induction. Pour les perturbations, c'est principalement la *variation d'intensité* des courants (l'induction existerait même si la Terre ne tournait pas).

Cependant, pour les variations de type S_R, notre étude révèle une différence supplémentaire : des effets internes existent pour le S^P_R dans les régions tropicales et équatoriales comme ailleurs selon les travaux classiques, ils n'existent pas pour le S^E_R selon notre analyse. Ce paradoxe disparaîtrait si l'on pouvait montrer, en raisonnant sur la configuration du champ magnétique inducteur par rapport à la rotation de la Terre, que les sources d'induction dans ces régions sont négligeables ; les effets internes qu'on y observe seraient alors, comme pour les nappes externes engendrant le S_R, le résultat d'un équilibre général dans le conducteur considéré. On sait que les effets-dynamo dans l'ensemble de la couche E de l'hémisphère éclairé dépendent de l'intensité de la composante verticale du champ principal ; ils sont donc faibles ou négligeables aux basses latitudes, et les courants qui y circulent sont engendrés par les effets-dynamo des latitudes supérieures.

Considérons donc le champ magnétique inducteur résultant des nappes externes, *abstraction faite* pour le moment de l'électrojet équatorial. Ce champ reste dans une position à peu près fixe par rapport au Soleil et varie peu en fonction du temps universel : supposons-le constant. Le conducteur Terre tourne dans ce champ (soit $\vec{B}$) ; dans un trièdre fixe par rapport au Soleil, le champ électromoteur engendré en chaque point est égal à $\vec{u} \wedge \vec{B}$, où $\vec{u}$ est la vitesse de ce point.

Deux remarques peuvent être faites :

1) $\vec{\text{rot}}\,(\vec{u} \wedge \vec{B})$ est nul en tout point si $\vec{B}$ présente une symétrie de révolution par rapport à l'axe de rotation de la Terre ; il est nul en chaque point où le gradient Ouest-Est de $\vec{B}$ est lui-même nul, ce qui peut être interprété comme correspondant à des régions vides de sources d'induction ; rappelons que l'équation de l'induction s'écrit

$$\nabla^2 \vec{B} = -\sigma \vec{\text{rot}}\,(\vec{u} \wedge \vec{B})\,.$$

2) Si $\vec{B}$ est horizontal, $\vec{u} \wedge \vec{B}$ est vertical et l'on peut montrer qu'il est annulé par un champ antagoniste de type électrostatique (les courants $\vec{j}$ sont toroïdaux).

Or la configuration du champ magnétique inducteur résultant des nappes externes est telle qu'aux basses latitudes, et *seulement* aux basses latitudes (dans la région de *confluence* des systèmes Nord et Sud), on est assez proche d'un champ créé par une nappe de courants rectilignes à densité uniforme. Le gradient de ce champ suivant la direction de $\vec{u}$ est faible, et $\vec{u} \wedge \vec{B}$ est vertical. Par conséquent, les champs électromoteurs sont particulièrement faibles et, de plus, verticaux ; on peut considérer que ces régions sont à peu près vides de sources d'induction. Il en serait donc pour les systèmes internes comme pour les systèmes externes : les courants circulant aux basses latitudes (partie interne du S_R^P) ont pour une grande part leurs sources d'induction localisées aux latitudes supérieures.

Considérons maintenant le champ inducteur supplémentaire causé par le ruban externe « électrojet équatorial ». Il est beaucoup moins uniforme que le champ inducteur de la nappe externe sous-jacente ; de plus, il présente une composante verticale non négligeable et $\vec{u} \wedge \vec{B}$ n'est donc pas toujours vertical. Mais le gradient de $\vec{B}$ suivant la direction de $\vec{u}$ est faible dans les *mêmes proportions*. On comprendrait donc pourquoi les effets internes du S_R^E sont négligeables (Fig. 9).

Par contre, pour les variations de type D, le champ électromoteur est défini par $\overrightarrow{\text{rot}}\,\vec{E} = -\partial\vec{B}/\partial t$. Il est effectif en *tout point* pour le D^P, aux basses latitudes comme aux latitudes supérieures, puisque, aux courants qui varient en fonction du temps, correspond une variation de $\vec{B}$; il en est de même pour le D^E puisque le courant « électrojet » varie en fonction du temps. De plus, les effets induits sont d'autant moins profonds que la variation des courants est plus rapide ; en conséquence, des anomalies de conductibilité des couches superficielles interviennent et introduisent une dissymétrie dans l'effet de l'électrojet lui-même.

3

DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES DE L'ÉLECTROJET ÉQUATORIAL : MÉTHODE D'ANALYSE

Nous avons distingué précédemment la variation S_R^E, due au seul électrojet équatorial, de la variation S_R. Ceci ne signifie pas que, physiquement, la variation S_R^E serait indépendante de la variation S_R^P, mais seulement, comme nous l'avons précisé dans le chapitre 1, que la conductibilité est accrue de manière importante dans une région limitée de part et d'autre de l'équateur magnétique. Il en résulte un supplément de courants dans une bande étroite de latitudes, l'« électrojet équatorial », qui engendre les anomalies observées sur les profils de H et Z au travers de l'équateur magnétique. De cet électrojet équatorial, nous chercherons à déterminer les principaux paramètres : l'altitude, la position en latitude, la distribution de la densité des courants (par exemple, densité au centre et largeur pour une loi polynômiale de distribution).

Pour une telle détermination, nous devons résoudre successivement deux problèmes : 1) la séparation de la variation S_R en ses deux composantes, le S_R^E et le S_R^P (nous parlerons de « définition » du S_R^P ou du S_R^E, comme dans le chapitre précédent), 2) le choix d'un modèle de distribution de courants, tel qu'il permette, par approximations successives, de calculer les paramètres énumérés pour représenter le S_R^E.

Nous montrerons d'abord comment les tentatives faites pour résoudre le premier problème par une méthode de zéro ont échoué. Nous exposerons ensuite comment nous avons réussi à définir la variation S_R^P en déterminant simultanément les paramètres représentant la variation S_R^E. Nous indiquerons enfin quelles sont les limites et les marges d'erreur de la méthode d'analyse que nous avons retenue.

1 Essai de définition du S_R^P par une méthode de zéro

La propriété démontrée précédemment — les effets internes de l'électrojet sont négligeables — pouvait apparemment être utilisée pour la définition du S_R^P lui-même. En effet, lorsqu'on examine les profils $S_{R,i}^E$ illustrés sur la figure 9, il apparaît que leur origine est probablement artificielle pour la plus grande part : 1) ils ne ressemblent aucunement aux profils que l'on peut attendre (voir les profils théoriques en haut de cette figure) ; 2) les changements de forme d'heure en heure, ou de mois en mois, suggèrent que les imperfections dans la définition du S_R^P peuvent être la cause d'une part de ces variations. Une méthode de définition du S_R^P peut donc consister à chercher à minimiser les variations $S_{R,i}^E$. Nous décrirons deux tentatives faites en ce sens.

1.1. Estimation du S_R^P de H au centre du profil

La définition *d* du S_R^P de H (voir tableau IV, page 11) implique une interpolation entre les stations S_2 et S_8, cependant distantes l'une de l'autre de 1 500 km (soit la moitié de la longueur totale du profil). L'examen des divers profils de S_R^P dont nous disposions pour cette définition *d* montrait que, au centre du profil, l'amplitude du S_R^P de H pouvait parfois être soit trop faible, soit trop grande.

Or, une estimation de la valeur du S_R^E de H au centre du profil (soit $\Delta H'_E$, valeur équivalente au ΔH_E de la figure 1) peut être tentée à l'aide de deux quantités. En effet le ΔH_E créé par un ruban de courants est fonction à la fois de la densité des courants dans ce ruban et de sa largeur. La distance D entre les abscisses des extremums du profil de Z donne une indication sur la largeur ; la différence ΔZ_E (Fig. 1) entre les extremums de ce même profil dépend de la largeur et de l'intensité (voir appendice *D*). A l'aide d'une loi parabolique pour la distribution des courants et supposant que l'altitude est 105 km, nous pouvons calculer ΔH_E lorsque D et ΔZ_E sont donnés.

Soit D' la distance entre les extremums observés sur le profil du S_R de Z, et $\Delta Z'_E$ la différence entre les valeurs aux extremums (après correction de la variation du S_R^P de Z entre les abscisses de ces extremums). Nous pouvons en déduire la quantité $\Delta H'_E$; la différence entre la valeur du S_R de H au centre de l'électrojet (centre défini par l'abscisse du point de rencontre du S_R^P et du S_R de Z) et la quantité $\Delta H'_E$ donne une estimation probable de la valeur du S_R^P de H au centre du profil. La variation du S_R^P de H au long du profil est alors définie par la fonction spline calculée à travers les valeurs observées aux 4 stations S_1, S_2, S_8 et S_9 (après correction, voir définition *d* du tableau IV ou du tableau VII) et ce cinquième point. Pour la composante Z, la définition reste celle de la définition *d*. Nous désignerons par *e* cette nouvelle définition pour les deux composantes.

Tableau VII. — Défiinitions diverses du S_R^P

	H	Z
d	Lissage par spline sur S_1, S_2, S_8 et S_9 corrigées	Parabole sur S_1 et S_9 corrigées et le point d'effet nul d'un électrojet symétrique
e	Lissage par spline sur S_1, S_2, S_8 et S_9 corrigées et sur un point central calculé ($S_R - \Delta H'_E$)	Parabole sur S_1 et S_9 corrigées et le point d'effet nul d'un électrojet symétrique
f	Lissage par spline sur S_1, S_2, S_8 et S_9 corrigées et sur un point central calculé ($S_R - \Delta H'_E$) avec réitération sur $\Delta H'_E$	Lissage par spline sur S_1, S_2, S'_2 (symétrique de S_2) et S_9 corrigées et le point d'effet nul au centre
g	Approximation globale du S_R^P et du S_R^E	Approximation globale du S_R^P et du S_R^E

Nous analysons les S_R^E résultants par l'opérateur de Kertz et obtenons des $S_{R,i}^E$, que nous supposons être de purs résidus. Puis nous calculons pour 10 h 30, 11 h 30 et 12 h 30 de chacun des mois utilisés dans le chapitre précédent (voir tableau II) les quantités $R = \sqrt{(\sum y^2)/N}$ où y est l'amplitude du $S_{R,i}^E$ en chaque point et N le nombre des valeurs (soit 63), puis la moyenne R_m des 11 mois à chaque heure et l'écart-type des valeurs de R. Les lignes *d* et *e* du tableau VIII donnent les R_m et l'écart-type des R pour les définitions correspondantes *d* et *e*. Les uns et les autres (spécialement à 10 h 30 et 11 h 30) décroissent nettement ; ceci confirme que les $S_{R,i}^E$ de la figure 9 dépendent en grande partie de la définition choisie pour le S_R^P. En particulier, au mois de mars 1969 (voir Fig. 9), l'amplitude des $S_{R,i}^E$ est divisée par un facteur 2. Enfin, bien que la définition du S_R^P ne soit modifiée que pour la composante H, l'amélioration est sensible sur la composante Z ; ceci provient de ce que, dans la séparation des variations internes et externes par l'opérateur de Kertz, les deux composantes interagissent (voir les formules de l'opérateur, page 5).

TABLEAU VIII. — Valeurs, en gammas, des moyennes R_m et des écarts-types des valeurs R pour diverses définitions du S_R^P

	10 h 30		11 h 30		12 h 30	
	H	Z	H	Z	H	Z
d	1,77 ± 0,64	1,81 ± 0,64	1,81 ± 0,89	1,86 ± 0,86	1,90 ± 0,87	1,96 ± 0,87
e	1,39 ± 0,31	1,41 ± 0,33	1,41 ± 0,49	1,45 ± 0,50	1,79 ± 0,70	1,85 ± 0,71
f	0,76 ± 0,21	0,76 ± 0,21	0,92 ± 0,34	0,92 ± 0,34	0,91 ± 0,32	0,92 ± 0,36
g	0,96 ± 0,25	1,01 ± 0,38	0,94 ± 0,26	0,68 ± 0,40	0,97 ± 0,38	0,58 ± 0,40

1.2. RÉITÉRATION SUR ΔH_E ET ADJONCTION DE DEUX POINTS POUR DÉFINIR LE S_R^P DE Z

On peut chercher à aller plus loin par la méthode de zéro. Par exemple, après un premier calcul du $\Delta H'_E$ par l'intermédiaire du $\Delta Z'_E$ et de la distance D' entre les extremums du profil de Z, nous réitérons sur la valeur de ce $\Delta H'_E$ pour minimiser les résidus que forme le $S^E_{R,i}$.

D'autre part, la définition du S_R^P de Z repose seulement sur trois points (tableau VII, ligne d ou e), et représenter le S_R^P de Z par une pure parabole semble vraiment trop schématique. A ce point de vue, supposons que nous utilisions également la station S_2, en appliquant une correction à la valeur observée comme nous le faisons pour S_1 et S_9. Selon la figure 1 (courbe « externe » de la composante Z), la station S_8 est déjà trop proche de l'extremum pour qu'un effet calculé de l'électrojet en S_8 ne soit plus une « correction » (les valeurs calculées pour corriger les valeurs observées aux autres stations sont seulement le dixième de la quantité $\Delta Z'_E$, et une erreur de quelques gammas sur $\Delta Z'_E$ n'introduit donc qu'une erreur négligeable de l'ordre du gamma). Aussi, pour éviter d'utiliser S_8, introduisons un cinquième point, symétrique de S_2 par rapport au centre, en appliquant une correction à la valeur interpolée en ce point. Le S_R^P de Z est alors défini par la fonction spline calculée au travers des 5 valeurs ainsi décrites.

Ces modifications des définitions des S_R^P de H et de Z représentent la définition f (tableau VII) et la ligne f du tableau VIII donne les nouvelles valeurs obtenues pour les R_m et les écarts-type de R. L'amélioration apparaît considérable spécialement à 12 h 30 où les R_m ne sont plus très différents des valeurs pour 10 h 30 et 11 h 30. Mais la figure 12 montre à quel point ce résultat est illusoire : les S_R et S_R^P de 10 h 30 (A) et 12 h 30 (B) pour janvier 1969 y sont représentés dans la partie supérieure. Le S_R^P de H à 12 h 30 présente un minimum secondaire centré sur l'équateur magnétique (centre du profil), et le S_R^P de Z présente une forme antisymétrique par ce même centre. A 10 h 30, ceci est moins marqué mais encore visible (méplat sur le S_R^P de H, faible oscillation antisymétrique du S_R^P de Z).

Or, si le phénomène « électrojet équatorial » présente *a priori* une symétrie par rapport à l'équateur magnétique pour H et une antisymétrie pour Z (voir Fig. 1), toutes les analyses récentes relatives aux systèmes de courants planétaires ont montré que la frontière entre les systèmes des hémisphères Nord et Sud n'est pas liée à l'équateur magnétique. De plus on ne voit pas pourquoi, par exemple, le S_R^P de H présenterait un minimum secondaire à l'équateur magnétique. Celui que nous obtenons sur la figure 12 provient évidemment de ce que le $\Delta H'_E$ est surestimé. De même, les corrections calculées aux points S_2 et S'_2 sont sans doute trop grandes et introduisent la forme antisymétrique observée. Deux causes sont à l'origine de ces surestimations qui induisent des interactions entre la définition du S_R^P et celle du S_R^E : l'une est une erreur de méthode, l'autre est due au phénomène lui-même.

1) La réitération sur le $\Delta H'_E$ afin de minimiser les résidus (application de la méthode de zéro) peut « modeler » en quelque sorte dans les profils S_R une variation S_R^E qui soit purement d'origine externe (nous verrons ci-dessous, en décrivant une contre-épreuve à propos des effets internes, que l'on arrive à un résultat analogue en faisant l'hypothèse que des courants internes existent). Cependant cette réitération n'introduit jamais une variation de $\Delta H'_E$ supérieure à quelques gammas et n'est pas la cause principale des déformations apparaissant sur les S_R^P de la figure 12 (elle n'a d'ailleurs aucune influence sur le S_R^P de Z).

2) La méthode utilisée suppose que les quantités observées $\Delta Z'_E$ et D' d'une part, le $\Delta H'_E$ et les corrections aux diverses stations en H et Z calculées à partir des quantités précédentes d'autre part, sont significatives d'un *seul*

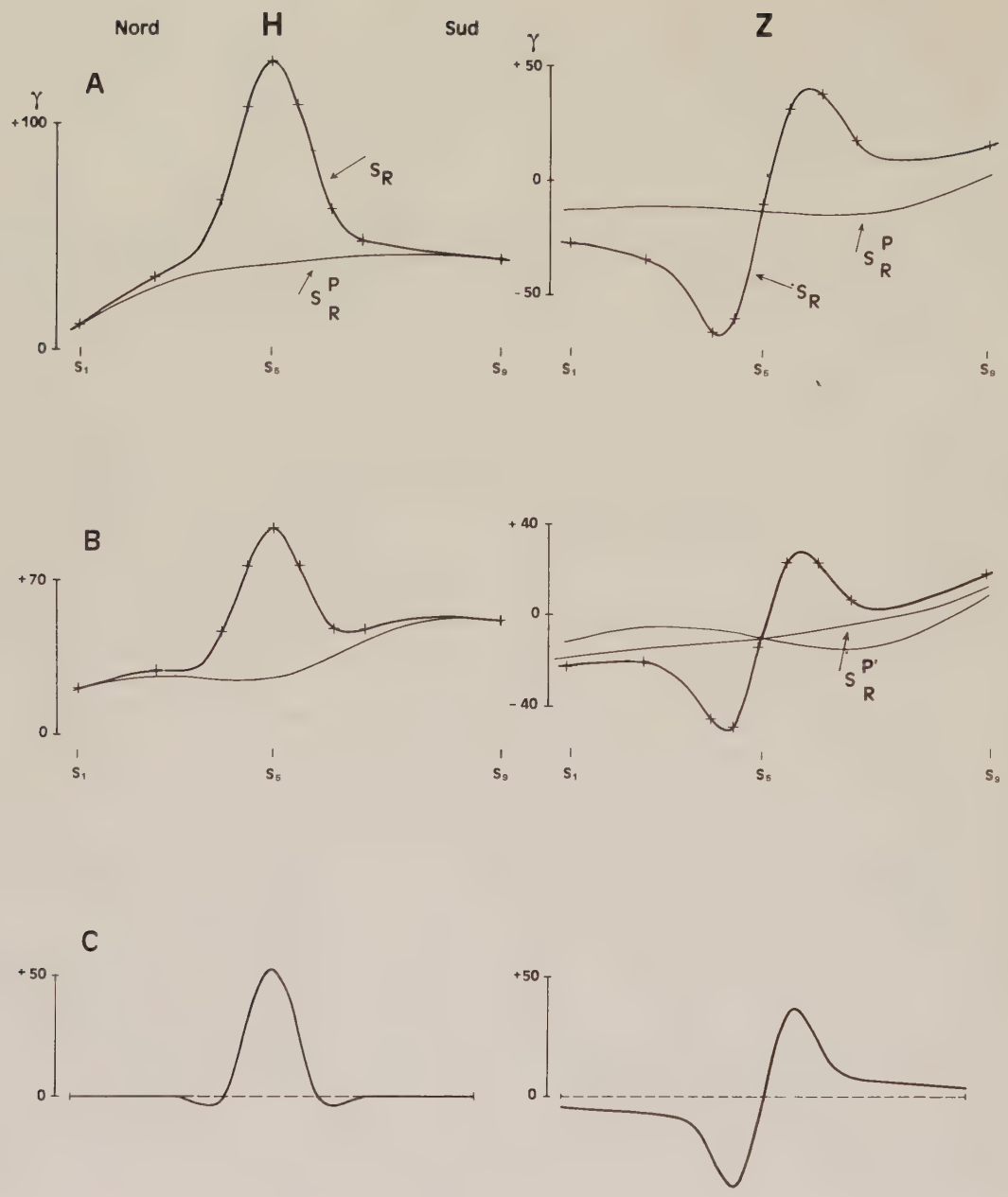


FIG. 12. — Profils des variations S_R^P résultant de la définition *f* pour 10 h 30 (*A*) et 12 h 30 (*B*) de janvier 1969 ; profils calculés (*C*) des effets superposés de deux rubans de courants de sens contraire, d'intensité et de largeur différentes.

ruban de courants, dirigé vers l'Est. Or, entre les S_R de H de 10 h 30 et 12 h 30 (Fig. 12), une différence très nette apparaît qui est causée par la superposition, à l'électrojet (dirigé vers l'Est), d'un contre-électrojet (dirigé vers l'Ouest). Les croix qui représentent les valeurs observées aux stations S_i permettent aisément de l'apprécier. Compte tenu de la différence d'amplitude du phénomène global d'une heure à l'autre, la différence $S_3 - S_2$ ou $S_7 - S_8$ est beaucoup plus faible à 12 h 30 qu'à 10 h 30. Le profil de H de la figure 12*C* permet d'apprécier ceci d'une autre manière ; il représente un S_R^E calculé de H obtenu en superposant les effets de deux rubans qui ont respectivement des demi-largeurs 300 et 600 km, et qui sont parcourus par des courants de sens contraire dont les densités au centre sont respectivement

de 200 A/km et — 60 A/km. Les deux minimums secondaires de ce S_R^E calculé ressemblent à ceux qui apparaissent sur le S_R observé de 12 h 30 (voir encore Fig. 14*E*, une autre définition du S_R^P pour le même profil S_R de H ; les minimums secondaires du S_R^E apparaissent bien). Pour la composante Z, la comparaison du S_R^E calculé de la figure 12*C* au S_R^E de la figure 1 (cas externe) est significative : les ailes du profil tendent à se rapprocher beaucoup plus rapidement de la ligne zéro dans le premier cas que dans le second. Si nous traçons plus ou moins arbitrairement un S_R^P de Z beaucoup plus tendu (soit le $S_R^{P'}$ de la figure 12*B* au travers du S_R de Z de 12 h 30), nous obtenons ainsi un S_R^E de Z (différence entre S_R et $S_R^{P'}$) qui ressemble au profil de la figure 12*C* (voir encore Fig. 14*E*).

TABLEAU IX. — Valeurs du rapport $\Delta Z_E/\Delta H_E$ et de la distance D (km) entre extremums du profil de Z dans l'hypothèse des effets superposés de deux rubans à courants de sens contraire (de demi-largeurs 600 et 300 km)

r	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
$\Delta Z_E/\Delta H_E$	1,23	1,27	1,33	1,42	1,56	1,79
D	512	496	480	462	444	426

Ces comparaisons morphologiques doivent être complétées par des remarques concernant le calcul de $\Delta H_E'$ (ou des corrections aux diverses stations) à l'aide des quantités observées $\Delta Z_E'$ et D'. Le tableau IX donne les valeurs des rapports $\Delta Z_E/\Delta H_E$ (analogues à ceux du tableau III où étaient superposés les effets d'un ruban et de son image interne pour différentes profondeurs) et les distances D entre extremums du profil de Z, qui correspondent aux effets superposés d'un ruban de courants dirigés vers l'Ouest de demi-largeur 600 km (contre-électrojet) et d'un ruban de courants dirigés vers l'Est de demi-largeur 300 km. Le rapport r des valeurs absolues des densités de courants au centre de chaque ruban (les valeurs I_0 de la loi parabolique décrite page 7) est également indiqué. Les courbes théoriques de la figure 12*C* correspondent à la valeur $r = 0{,}3$, tandis que nous obtiendrons ultérieurement 0,24 pour le mois de janvier 1969 à 12 h 30 (soit encore un rapport $\Delta Z_E/\Delta H_E$ égal à 1,36). Or nous calculons le $\Delta H_E'$ à partir du $\Delta Z_E'$ observé à l'aide du rapport 1,23 si la distance entre extremums correspond à celle que cause un ruban unique de demi-largeur 300 km. Ce rapport est trop faible et donne une valeur de $\Delta H_E'$ trop grande. Ceci est encore accentué par la variation de la distance entre extremums, qui est causée par le second ruban (voir tableau IX). Ainsi, à 12 h 30 en janvier 1969, la distance entre extremums est réduite d'environ 40 km, d'où une erreur supplémentaire (dans le même sens) d'environ 3 % pour le rapport $\Delta Z_E/\Delta H_E$ utilisé. La valeur de $\Delta H_E'$ en est encore augmentée. Ainsi toutes les valeurs servant à définir le S_R^P de H sont erronées. De même, pour la composante Z, les corrections calculées aux stations S_1, S_2, S_2' et S_9 sont trop grandes (l'effet du ruban de courants dirigés vers l'Ouest, de largeur plus grande, est négligé) et introduisent la forme antisymétrique observée.

Finalement, ces premières tentatives pour définir le S_R^P par une « méthode de zéro » échouent. Ceci est principalement causé par la complexité de ce phénomène équatorial, qui, souvent, ne correspond pas à l'existence d'un ruban *unique*. Parce qu'une contre-épreuve relative aux effets induits révèlera des effets du même genre (interaction entre le S_R^E et le S_R^P, sous la forme de déformations du S_R^P, symétriques — ou antisymétriques —, par rapport à l'équateur magnétique), nous exposerons le critère essentiel que nous retiendrons pour juger de la validité d'une définition du S_R^P après la description de cette contre-épreuve.

1.3. Contre-épreuve a propos des effets internes

La figure 13 illustre ce que donnerait une définition du S_R^P, analogue à celle que nous venons de rejeter, mais modifiée pour tenir compte de l'existence supposée de courants induits. Deux hypothèses sont faites : image électrique à 600 km (*A*) ou à 1 200 km (*B*) de profondeur. Il est évident que, en ce cas, la *réitération* sur le $\Delta H_E'$ n'est pas faite puisque la méthode de zéro (minimisation des $S_{R,i}^E$) n'a plus de sens. Le résultat obtenu est présenté pour 10 h 30 du mois de janvier 1969 où, selon notre analyse ultérieure, le contre-électrojet est très faible sinon inexistant ; les difficultés causées par la superposition de deux rubans n'interviennent donc pas. Avec l'hypothèse 600 km, le S_R^P de H devient proprement aberrant (en particulier le S_R^P serait négatif au centre du profil), et cependant le $\Delta H_E'$ au

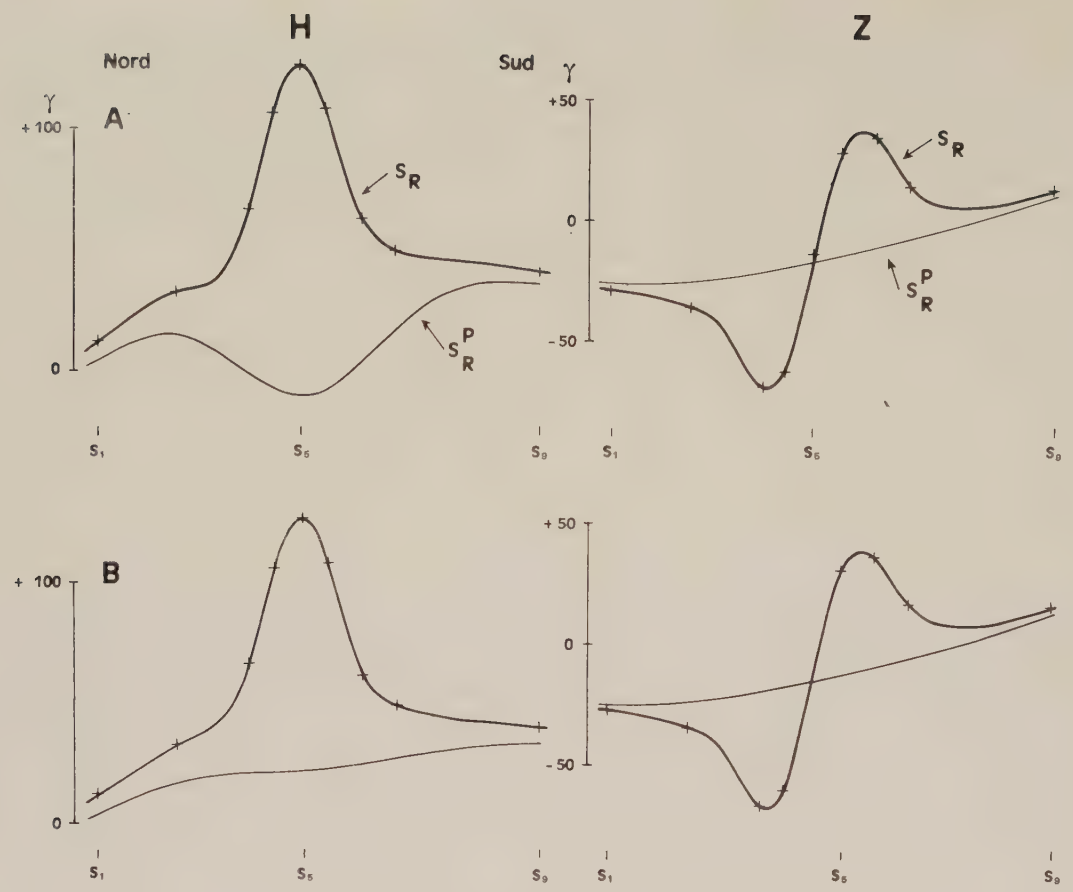


FIG. 13. — Profils des variations S_R^P (janvier 1969, 10 h 30) obtenues avec une définition *f* incluant l'hypothèse d'une image électrique à 600 km (*A*) ou 1 200 km (*B*) de profondeur.

centre devrait avoir cette amplitude, par rapport à celle du $\Delta Z'_E$, si le taux d'induction correspond à une image à 600 km de profondeur. Avec l'hypothèse 1 200 km, le S_R^P de H est seulement légèrement creusé de part et d'autre du centre du profil.

On doit prendre garde cependant que, en ce cas, un autre résultat aberrant apparaît. Si cette définition du S_R^P de H était correcte, sa valeur au centre du profil serait de 23 gammas tandis que la valeur correspondante du S_R^E est de 101 gammas. On aurait donc une valeur du rapport (S_R^E/S_R^P) supérieure à 4. Une telle valeur est celle obtenue par Richmond (1973) à partir de son modèle, mais il souligne lui-même dans sa conclusion (*loc. cit.* page 1117) que ce rapport est beaucoup trop élevé. Le rapport des amplitudes totales observées à Huancayo ou en d'autres observatoires situés près de l'équateur magnétique et des amplitudes observées en des observatoires situés à environ 600 km de part et d'autre est en moyenne égal à 2, soit un rapport égal à 1 pour le rapport S_R^E/S_R^P. Par ailleurs, une amplitude du S_R^P égale à une vingtaine de gammas semble extrêmement faible. A cette heure de la journée, une amplitude de 40 à 50 gammas est normalement observée en des stations de basse latitude, étant donné l'intensité du cycle solaire à l'époque de nos observations (rappelons que l'amplitude moyenne durant l'Année Géophysique Internationale était de 100 gammas, une époque où l'intensité du cycle solaire était le double de celle de 1969). Notre analyse ultérieure donnera respectivement 42 et 82 gammas pour les S_R^P et S_R^E de janvier 1969 à 10 h 30, soit un rapport S_R^E/S_R^P égal à 2. Cette valeur est la plus élevée de celles que nous obtiendrons pour les 15 mois dont nous présenterons l'analyse. Un rapport égal à 4 est certainement à rejeter et montre bien que les effets internes sont encore très inférieurs à ceux d'une image située à 1 200 km.

1.4. Conclusion sur la définition du S_R^P

Séparer la variation S_R en deux composantes, le S_R^E qui correspondrait au « supplément » de courants circulant dans une bande étroite de latitudes de part et d'autre de l'équateur magnétique (par suite des conditions spéciales de conductibilité qui y existent) et le S_R^P qui correspondrait à des courants circulant dans cette même région mais ne présentant pas de gradient rapide de leur intensité par rapport aux régions avoisinantes, représente une opération difficile et apparemment arbitraire.

On pourrait songer à entreprendre une analyse planétaire de la variation S_R à partir du réseau existant d'observatoires puisque, ainsi que nous le disions dans le chapitre 1, maints auteurs ont montré que de telles analyses ne permettaient pas de saisir l'anomalie apparente constituée par l'électrojet. Dans ces conditions, une interpolation sur la longitude et dans la bande de latitudes de notre profil pourrait nous donner une définition du S_R^P. Vu le petit nombre d'observatoires, spécialement dans l'hémisphère Sud, il n'est pas évident que cette interpolation conduise à des résultats bien précis dans la région très limitée pour laquelle nous avons des données supplémentaires.

L'intérêt des essais décrits précédemment est cependant de mettre en évidence un fait essentiel : lors de la séparation des deux composantes, une interaction entre S_R^E et S_R^P peut prendre place. Elle apparaît sous la forme de déformations secondaires (symétriques en H ou antisymétriques en Z par rapport à l'équateur magnétique) d'un S_R^P qui ne correspond plus à la définition que nous en avons donnée : il est un phénomène planétaire, formé de deux systèmes de courants *n'ayant aucun lien net* avec l'équateur magnétique ; la variabilité jour-à-jour du S_R de la déclinaison aux basses latitudes, que l'on soit proche ou non de l'équateur magnétique, le montre bien. Par conséquent, nous retiendrons comme un *critère essentiel* de la validité de notre définition du S_R^P l'absence de toute déformation secondaire (symétrique en H, antisymétrique en Z) par rapport à l'équateur magnétique : de tels caractères, lors de la décomposition de la variation S_R en variation S_R^E et variation S_R^P, doivent être présents dans la seule variation S_R^E.

2 *Détermination simultanée du S_R^P et des paramètres de l'électrojet*

Les profils observés (voir Fig. 5 ou 12) ont une forme extrêmement caractéristique, très proche de la forme de profils théoriques (Fig. 1). Une autre méthode d'analyse s'offre donc à nous : tenter une détermination directe des paramètres de l'électrojet, à l'aide d'un modèle donné, en lui associant une détermination de paramètres capables de représenter le S_R^P comme un « résidu » par rapport aux effets de l'électrojet (ou au S_R^E).

Nous devrons justifier la validité du modèle choisi pour représenter le S_R^E par une comparaison avec un modèle théorique de l'électrojet. Il nous permet en tout cas de *relier* les effets magnétiques observés sur les *deux* composantes H et Z par le calcul de paramètres correspondant à des quantités physiques claires : *distribution* de courants selon une certaine loi, présentant par exemple un *centre* de symétrie, répartis sur une certaine *largeur*, ayant une certaine *densité* et situés à une certaine *altitude*. La longueur de notre profil (3 000 km) est telle que nous pouvons affirmer que les effets du S_R^E deviennent faibles sur les bords et que nos points d'observation nous donnent une information suffisante sur le phénomène que ce calcul cherche à représenter.

Nous pourrions apparemment déterminer les paramètres du S_R^P à l'aide d'un modèle de distribution de courants. Mais deux difficultés nous en empêchent. D'une part, le S_R^P n'est pas un phénomène localisé comme l'est le S_R^E et nous manquons de points d'observations extérieurs à notre profil et suffisamment nombreux, qui pourraient permettre d'éviter les interactions entre S_R^E et S_R^P lors de la détermination simultanée de ces deux variations. D'autre part, pour éviter ces mêmes interactions à partir des données dont nous disposons, nous devrons imposer des contraintes spécifiques à chaque composante, ce que nous ne pouvons faire à partir d'une distribution de courants. Par conséquent, nous chercherons à représenter les variations S_R^P de H et de Z par des lois polynomiales propres à chacune d'elles : des paramètres propres à chaque composante sont donc à déterminer. C'est en ce sens que le S_R^P est traité comme un « résidu » par rapport aux effets de l'électrojet. En concluant ce chapitre, nous chercherons à préciser la signification de cette méthode d'analyse.

Nous décrirons d'abord le schéma général du calcul. Nous indiquerons ensuite les raisons qui ont guidé le choix de la forme analytique des diverses fonctions utilisées dans notre analyse. Enfin nous exposerons diverses remarques concernant les modalités d'application de la méthode et ses limites.

2.1. Schéma général du calcul

Le calcul se fait en trois étapes successives :

1) définition du S_R^P, réitérée plusieurs fois parce que la méthode d'interpolation choisie est liée à cette définition,

2) analyse par l'opérateur de Kertz de la différence $S_R - S_R^P$, donnant un $S_{R,e}^E$ qui est plus cohérent entre composantes,

3) détermination définitive des paramètres de l'électrojet à partir du $S_{R,e}^E$.

Nous décrivons dans l'appendice *C* divers détails de la méthode retenue, concernant soit la méthode d'interpolation en 63 points d'abscisse x_n (de 50 km en 50 km), soit les diverses sous-étapes du calcul. Nous exposerons seulement ici le principe du calcul analytique utilisé pour une détermination globale dès paramètres du S_R^P et du S_R^E, puis l'essentiel de ce qui concerne les trois étapes.

2.1.1. *Principe du calcul analytique*

Les fonctions choisies pour représenter le S_R^P sont des polynômes d'un certain degré, soient $F(f_i, x_n)$ et $G(g_j, x_n)$ pour les composantes H et Z respectivement. C'est le calcul des coefficients f_i et g_j qui permet donc de définir le S_R^P.

Les fonctions choisies pour représenter le S_R^E dépendent du modèle par lequel on peut décrire le ruban de courants correspondant à l'électrojet équatorial. Considérons un ruban d'épaisseur infiniment mince (ceci est une approximation, dont nous évaluerons l'importance au § 2.2.2.2), dont le centre est à l'abscisse c, la largeur égale à $2\,a$ et l'altitude au-dessus du sol égale à h. Nous supposons de plus que la distribution des courants dans le ruban est symétrique par rapport au centre et nous choisissons une loi polynomiale $I(x)$ pour définir la densité des courants telle que seule la distance au centre (où la densité est I_0) module la densité. Il est alors aisé de calculer, pour chaque composante H et Z l'intégrale $\int_{-a}^{+a}$ des effets magnétiques de tous les éléments de courants de densité $I(x)$ en un point au sol d'abscisse x_n (rappelons que l'expression du champ magnétique créé par un courant rectiligne où circule une intensité i en un point situé sur la normale à l'élément à une distance d est égale à $2\,i/d$). La forme des intégrales varie avec le modèle M choisi pour $I(x)$. Elles sont données dans l'appendice *D*. Soient alors $P_M(c, a, h, I_0, x)$ et $Q_M(c, a, h, I_0, x)$ les intégrales $\int_{-a}^{+a}$ considérées pour les composantes H et Z. C'est le calcul des quantités c, a, h, et I_0 qui permettra de définir le S_R^E. En fait, si nous considérons que nous devons utiliser deux rubans à courants de sens contraire pour représenter nos profils, nous devrons calculer pour chaque composante la somme de 2 fonctions P ou Q avec des coefficients tels que c_1, a_1, h_1, $I_{0,1}$ et c_2, a_2, h_2, $I_{0,2}$.

Appelons $H_{T,n}$ et $Z_{T,n}$ les valeurs interpolées aux 63 points d'abscisses x_n. On cherche à représenter ces observations par les deux séries de $N\,(=63)$ équations de la forme :

$$\left.\begin{aligned} H_{T,n} &= F(f_i, x_n) + P_M(c_1, a_1, h_1, I_{0,1}, x_n) + P_M(c_2, a_2, h_2, I_{0,2}, x_n) \\ Z_{T,n} &= G(g_j, x_n) + Q_M(c_1, a_1, h_1, I_{0,1}, x_n) + Q_M(c_2, a_2, h_2, I_{0,2}, x_n) \qquad n = 1, 2, \ldots, N \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

à partir desquelles nous devons déterminer les coefficients f_i et g_j et les coefficients c_k, a_k, h_k, $I_{0,k}$. Ces équations sont linéaires par rapport aux premiers, mais non par rapport aux seconds. Un calcul direct par moindres carrés n'est possible que si nous linéarisons ces équations. Désignant par $u_{l,k}$ les coefficients inconnus des fonctions P_M et Q_M, nous pouvons écrire le système (7) sous la forme :

$$\left.\begin{aligned} H_{T,n} &= F(f_i, x_n) + \sum_{k=1,2} P_M(u_{l,k}, x_n) \\ Z_{T,n} &= G(g_j, x_n) + \sum_{k=1,2} Q_M(u_{l,k}, x_n) \end{aligned}\right\}. \tag{8}$$

Désignant par $\partial F/\partial f_i$, $\partial G/\partial g_j$, $\partial P_M/\partial u_l$, $\partial Q_M/\partial u_l$ l'ensemble des dérivées partielles de chaque fonction par rapport aux coefficients f, g et u et par dH_n et dZ_n les différences entre les valeurs observées $H_{T,n}$ ou $Z_{T,n}$ et les valeurs calculées $H_{c,n}$ ou $Z_{c,n}$ pour une certaine valeur des coefficients (approximation de départ), nous pouvons écrire notre système sous la forme :

$$\left.\begin{aligned} dH_n &= \frac{\partial F}{\partial f_i}\,df_i + \frac{\partial P_M}{\partial u_l}\,du_l \\ dZ_n &= \frac{\partial G}{\partial g_j}\,dg_j + \frac{\partial Q_M}{\partial u_l}\,du_l \end{aligned}\right\}. \tag{9}$$

Un tel système est linéaire en df_i, dg_j et du_l et peut être calculé par moindres carrés. A partir d'une approximation de départ raisonnable pour les coefficients f_i, g_j et u_l, on cherche à minimiser progressivement les dH_n et dZ_n (qui représentent, à chaque étape de l'approximation, les résidus entre valeurs observées et valeurs calculées) en ajoutant les df_i, dg_j, du_l obtenus par la résolution du système (9) aux valeurs précédentes des coefficients f_i, g_j et u_l. L'analyse réussit si les résidus successifs diminuent : on parlera de convergence vers les valeurs recherchées des coefficients. Elle échoue si les résidus augmentent, il y a divergence. Au terme de ce calcul, les coefficients f et g nous donnent une définition du S_R^P au long du profil ; les coefficients u définissent un S_R^E ; la somme de ce S_R^P et de ce S_R^E est, aux résidus près, égale au S_R observé (voir système d'équations (8)).

2.1.2. *Les étapes du calcul*

Pour chaque analyse (jour individuel ou moyenne à une heure donnée), nous disposons de 9 couples de valeurs, les écarts H_T et Z_T par rapport au niveau nocturne, à chaque station S_i, tels qu'ils ont été décrits au chapitre II.3 et dont les profils constituent le S_R. Soit x_s les abscisses des stations S_i. L'organigramme ci-dessous résume les diverses étapes ou sous-étapes du calcul.

Première étape : interpolation et définition du S_R^P

Le calcul analytique qui vient d'être décrit suppose que l'on dispose des 63 couples de valeurs $H_{T,n}$ et $Z_{T,n}$ aux abscisses x_n (de 50 en 50 km, entre + 1 500 km et — 1 600 km). La méthode d'interpolation utilisée au chapitre 2 (appendice *A*) était résolument empirique, dans le but de n'introduire aucune hypothèse visant à reconstruire le phénomène ; nous avions souligné ses défauts en commentant certains des profils (Fig. 5 ou 11). Pour l'analyse définitive, nous avons choisi d'introduire le *même* nombre de stations fictives F, aux *mêmes* abscisses, pour les *deux* composantes H et Z (à égale distance de S_1 et S_2 d'une part, de S_2 et S_3 d'autre part, au 1er tiers et au 2e tiers de l'intervalle entre S_8 et S_9 enfin). L'interpolation consiste à calculer des valeurs H_T (ou Z_T) en ces stations fictives à partir de paramètres provisoires pour le S_R^E et le S_R^P. L'opération est recommencée au moins deux fois (voir les détails dans l'appendice *C*).

Elle comporte les sous-étapes suivantes :

I) Evaluation des quantités $\Delta Z'_E$ et D' et calcul de $\Delta H'_E$ (voir p. 24 pour leur définition), qui donne des paramètres provisoires pour le S_R^E.

II) Calcul d'un S_R^P provisoire à l'aide de la définition *e* (voir tableau VII, page 24), première interpolation aux stations F et lissage par Spline.

III) Calcul d'une approximation de départ pour les coefficients f, g et u.

IV) Premier calcul des coefficients f, g et u représentant les S_R^P et S_R^E ; nouvelle interpolation aux stations F et nouveau lissage par Spline.

V) Second calcul des coefficients f, g et u, considéré comme définitif pour les coefficients f et g qui déterminent le S_R^P.

L'analyse est toujours tentée d'abord avec 2 rubans de sens contraire. Si l'on décide de revenir à un ruban unique à partir des critères que nous décrirons, l'analyse est recommencée à la sous-étape III. Ces diverses itérations garantissent que l'interpolation aux stations fictives est faite à partir d'éléments déjà suffisamment connus.

Deuxième étape : analyse par l'opérateur de Kertz

Considérant la différence entre le S_R observé (soit les $H_{T,n}$ et $Z_{T,n}$) et le S_R^P défini (à partir des coefficients f et g obtenus) comme un S_R^E « observé », nous analysons celui-ci par l'opérateur de Kertz afin de contrôler que les effets internes $S_{R,i}^E$ restent négligeables. Une « définition » trop mauvaise du S_R^P devrait induire des $S_{R,i}^E$ non négligeables quelle que soit la forme plus ou moins aberrante de leurs profils. De plus, les effets externes $S_{R,e}^E$ ainsi obtenus pour les deux composantes présentent une cohérence plus grande : toute erreur sur la valeur observée d'une composante, nous l'avons déjà montré (voir Fig. 4), est diminuée sur la part externe de cette composante parce qu'elle induit un effet parasite sur la part interne de celle-ci, en même temps que sur les parts externe et interne de l'autre composante. Le résultat final est donc un quasi-lissage des erreurs d'observation.

Troisième étape : détermination des paramètres de l'électrojet

Soit $H_{E,n}$ et $Z_{E,n}$ les valeurs des $S_{R,e}^E$ de H et Z aux points x_n. Nous calculons alors des paramètres de l'électrojet, considérés comme définitifs, par un système d'équations tel que :

$$\left.\begin{aligned} H_{E,n} &= \sum_{k=1,2} P_M(u_{l,k}, x_n) \\ Z_{E,n} &= \sum_{k=1,2} Q_M(u_{l,k}, x_n) \end{aligned}\right\}. \tag{10}$$

Ces équations sont évidemment linéarisées comme l'étaient celles du système (8).

2.2. Choix des fonctions F et G ou du modèle M

Nous devons maintenant préciser quelle forme nous avons retenue pour les polynômes $F(f_{i,x})$ et $G(g_{j,x})$ par lesquels nous définissons les S_R^P de H et de Z. En ce cas, le choix sera essentiellement guidé par le principe que nous avons énoncé au paragraphe 1.4 : *toute déformation secondaire du S_R^P (symétrique en H ou dissymétrique en Z par rapport à l'équateur magnétique) est suspecte.* Or, l'apparition d'effets symétriques (ou antisymétriques) dans notre définition du S_R^P peut provenir de ce que les fonctions P_M (symétrique) et Q_M (antisymétrique) interagissent avec les polynômes F et G lors de la résolution des systèmes d'équations (9). La forme choisie doit empêcher toute interaction de ce genre.

Le choix du modèle M peut être basé sur un critère plus simple : le modèle de distribution de courants qui donne les résidus les plus faibles sera considéré comme étant le meilleur.

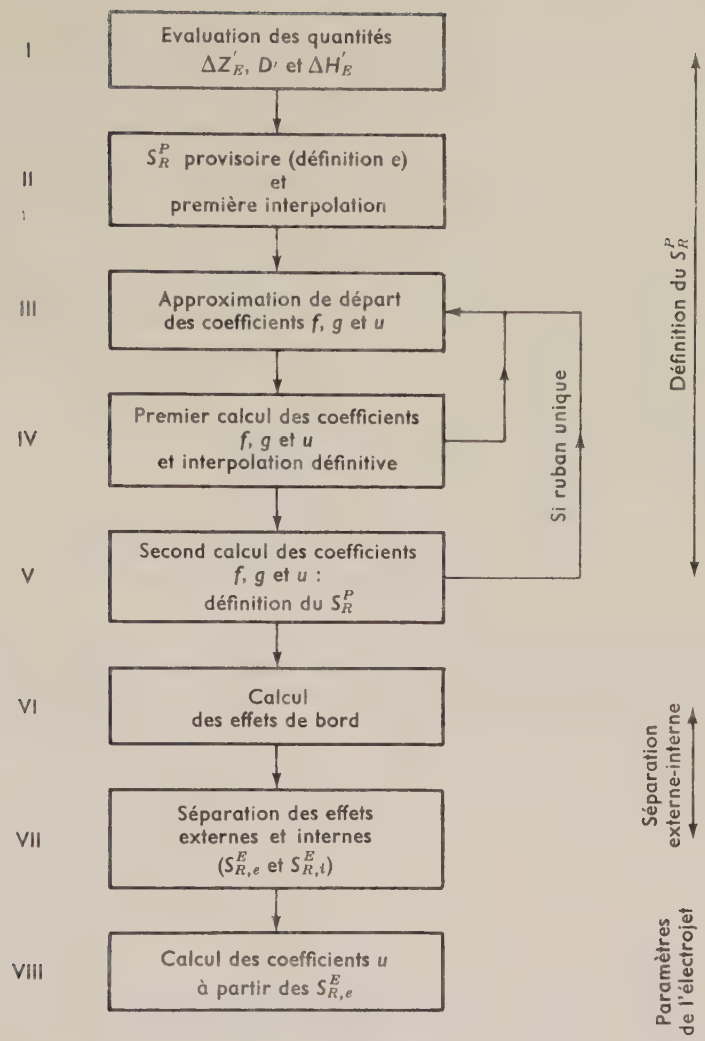
2.2.1. *Les fonctions F et G*

La solution que nous avons finalement choisie découle des divers essais suivants.

2.2.1.1. *Polynômes de degrés divers et comprenant tous les termes.* Les essais faits avec des polynômes comprenant tous les termes de degré pair ou impair ont donné des résultats du genre de ceux illustrés sur la figure 14. Les fonctions $F(f_{i,x})$ et $G(g_{j,x})$, qui définissent le S_R^P, ont le même nombre de termes (soit $i = j$) avec successivement 4 (courbes A), 5 (courbes B) ou 6 termes (courbes C). La solution obtenue dépend nettement du nombre de termes, mais surtout, en certains cas, des déformations secondaires symétriques (ou antisymétriques) plus ou moins prononcées apparaissent sur l'un ou l'autre des profils de S_R^P. Ceci provient de ce que tout terme de degré pair de la fonction F a une interaction avec la fonction P (symétrique) lors de la résolution du système d'équations (9), et tout terme de degré impair de la fonction G, avec la fonction Q (antisymétrique). Quand on change le degré des polynômes, les solutions varient de manière importante et des déformations de plus ou moins grande amplitude sont introduites.

2.2.1.2. *Polynômes avec termes impairs (S_R^P de H) et pairs (S_R^P de Z).* Nous avons essayé de supprimer les termes de degré pair pour la fonction F (à l'exception du terme du 2e degré, irremplaçable pour simuler le large maximum que forme le S_R^P de H au travers de l'équateur magnétique) et les termes de degré impair pour la fonction G (à l'exception du terme du 1er degré, irremplaçable pour simuler la dérive du S_R^P de Z au travers de l'équateur). Les courbes D de la figure 14 donnent un exemple de calcul avec 6 termes pour F ou G.

Lorsqu'on fait varier le nombre des termes, les solutions obtenues sont relativement stables. En particulier,



le S_R^P de H prend des valeurs identiques au centre du profil, ceci même pour des profils de S_R de formes assez différentes ; il n'en est pas ainsi quand les termes pairs supérieurs au 2e degré sont utilisés. De même, les déformations antisymétriques disparaissent complètement du S_R^P de Z, mais des déformations symétriques de courte longueur subsistent ; elles sont évidemment induites par les termes pairs supérieurs au second degré.

La difficulté ne peut être tournée : si la fonction G doit être symétrique (termes pairs) pour que la fonction Q antisymétrique ne réagisse pas sur elle, on ne peut éviter que cette symétrie de la fonction G n'induise alors des déformations symétriques.

2.2.1.3. *Fonctions F et G choisies.* Finalement, nous avons dû retenir le choix décrit par les équations (11) et (12) :

$$F(f_i, x_n) = f_0 + f_1 x_n + f_2 x_n^2 + f_3 x_n^3 + f_5 x_n^5 \tag{11}$$

$$G(g_j, x_n) = g_0 + g_1 x_n + g_2 x_n^2 . \tag{12}$$

Il est illustré en E sur la figure 14. Dans le cas de H, les deux termes en x^3 et x^5 permettent d'éviter une pure parabole et de simuler des formes plus complexes du S_R^P au travers du profil. Dans le cas de Z, en rester à une pure parabole n'est certainement pas satisfaisant pour représenter la variation d'un phénomène naturel dont le gradient n'est pas régulier. Une part importante des résidus plus élevés que nous obtiendrons dans certaines analyses provient uniquement de ce fait.

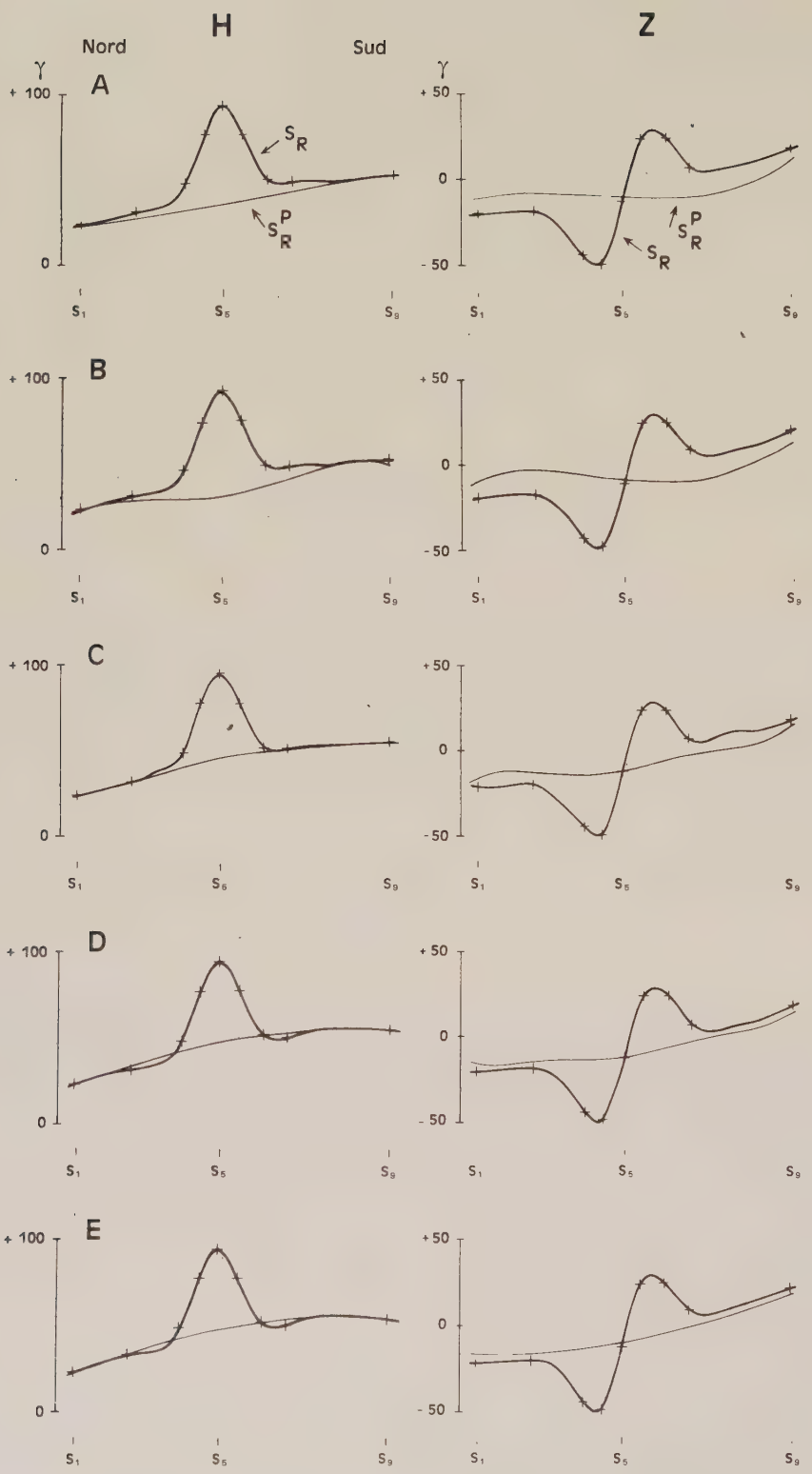


FIG. 14. — Profils des variations S_R^P, pour 12 h 30, janvier 1969, correspondant à diverses formes des polynômes F et G.

Une pure parabole pour le S_R^P de Z consiste aussi en partie à revenir à la définition d du tableau VII (voir page 24). Cependant une différence essentielle existe. En ce cas, la parabole était calculée à partir de trois points seulement, dont le point d'effet nul de l'électrojet (estimé par l'abscisse de la moyenne entre les extremums du profil). Ici, la parabole résulte d'un calcul fait sur les 63 valeurs $Z_{T,n}$; elle doit être telle que la somme des fonctions G et Q_M approche au mieux les $Z_{T,n}$ et, de plus, la fonction Q_M est liée à la fonction P_M. Le calcul est donc meilleur parce qu'il est effectué à partir de la totalité des profils en H et Z, et non plus à partir des seuls extremums du profil de Z. Notons, par exemple, que la divagation du centre de l'électrojet avec notre définition d était de $\pm$ 15,0 km pour les 3 heures des 11 mois analysés au chapitre II (voir tableau V) ; elle devient $\pm$ 10,2 km seulement pour ces mêmes données lorsque l'analyse est faite avec les fonctions F, G, P_M et Q_M.

Enfin la dernière ligne (g) du tableau VIII (page 25) indique ce que deviennent les R_m relatifs aux $S_{R,i}^E$ (partie interne du S_R^E). L'amélioration par rapport à la définition d que nous utilisions dans le chapitre II est très nette. Les valeurs sont du même ordre de grandeur que pour la définition f (voir tableau VII) que nous avons rejetée. L'avantage de la définition que nous retenons (désignée par g dans le tableau VII) est qu'elle est beaucoup moins empirique. Alors que la définition f est obtenue en associant les *seules* valeurs observées sur les ailes du profil à des paramètres tels que ΔZ_E ou ΔH_E, qui ne décrivent que grossièrement le profil constitué par l'électrojet, *tous* les points du profil contribuent à la définition g du S_R^P, telle qu'elle résulte du jeu réciproque des fonctions F et G d'une part, P et Q d'autre part dans le système d'équations (9).

2.2.2. *Les fonctions P_M et Q_M*

Nous comparerons entre eux les résultats obtenus avec trois modèles de distribution de courants, chacun d'eux étant *borné* entre les abscisses $-a$ et $+a$. Les lois $I(x)$ choisies étant des expressions mathématiques simples, nous parlerons de modèles « mathématiques ». Il s'agit :

— d'un modèle uniforme

$$I(x) = I_0 \tag{13}$$

— d'un modèle parabolique

$$I(x) = I_0(1 - x^2/a^2) \tag{14}$$

— d'un modèle quadratique

$$I(x) = I_0(1 - x^2/a^2)^2. \tag{15}$$

Nous donnons dans l'appendice D les formules permettant de calculer les effets magnétiques créés en un point par de telles distributions de courants. Puis nous comparerons le modèle mathématique choisi avec un modèle physique, celui de Richmond (1973).

2.2.2.1. *Choix d'un modèle mathématique.* La figure 15 illustre une comparaison entre les effets magnétiques, calculés aux 63 points du profil, d'un ruban quadratique d'altitude 105 km, de largeur 400 km ou 1 000 km, créant un ΔH_E de 100 gammas au centre (croix) et les effets d'un ruban uniforme ou parabolique (courbes) dont la largeur $2a$ et la densité I_0 sont calculées par moindres carrés en linéarisant les fonctions P_M et Q_M correspondantes. Les résidus r sont également dessinés (avec la même échelle). La figure 16 montre, pour des rubans quadratiques de largeur variable (entre 200 et 1 100 km) et créant un ΔH_E de 100 gammas au centre, la loi de correspondance entre la largeur de ceux-ci et la largeur des rubans uniforme ou parabolique qui les approchent le mieux ainsi que la valeur des résidus r_{126} en gammas pour les deux composantes H et Z aux 63 points. Les rapports entre les largeurs (uniforme/quadratique et parabolique/quadratique) sont d'environ 0,65 et 0,82 et approximativement constants. La valeur des résidus r_{126} augmente avec la largeur, ce que la figure 15 montrait déjà.

On peut ainsi mieux comprendre les résultats contenus dans le tableau X. Celui-ci donne, pour les 11 mois de 1969 à 12 h 30 et leur moyenne, une comparaison des résidus obtenus avec les 3 modèles par l'analyse des valeurs observées elles-mêmes selon la méthode décrite aux paragraphes 2.1. Les valeurs r_{18} sont relatives aux résidus par rapport aux valeurs observées H_T et Z_T elles-mêmes au terme de la sous-étape V (fin du calcul avec les fonctions F, G, P et Q), les valeurs r_{126} sont relatives aux résidus par rapport aux valeurs calculées $H_{E,n}$ et $Z_{E,n}$ (ce sont les $S_{R,e}^E$ obtenus par l'opérateur de Kertz) au terme de la sous-étape VIII. Parce que l'analyse permet de définir deux rubans avec certains modèles, et un seul avec d'autres, le nombre k de rubans est indiqué.

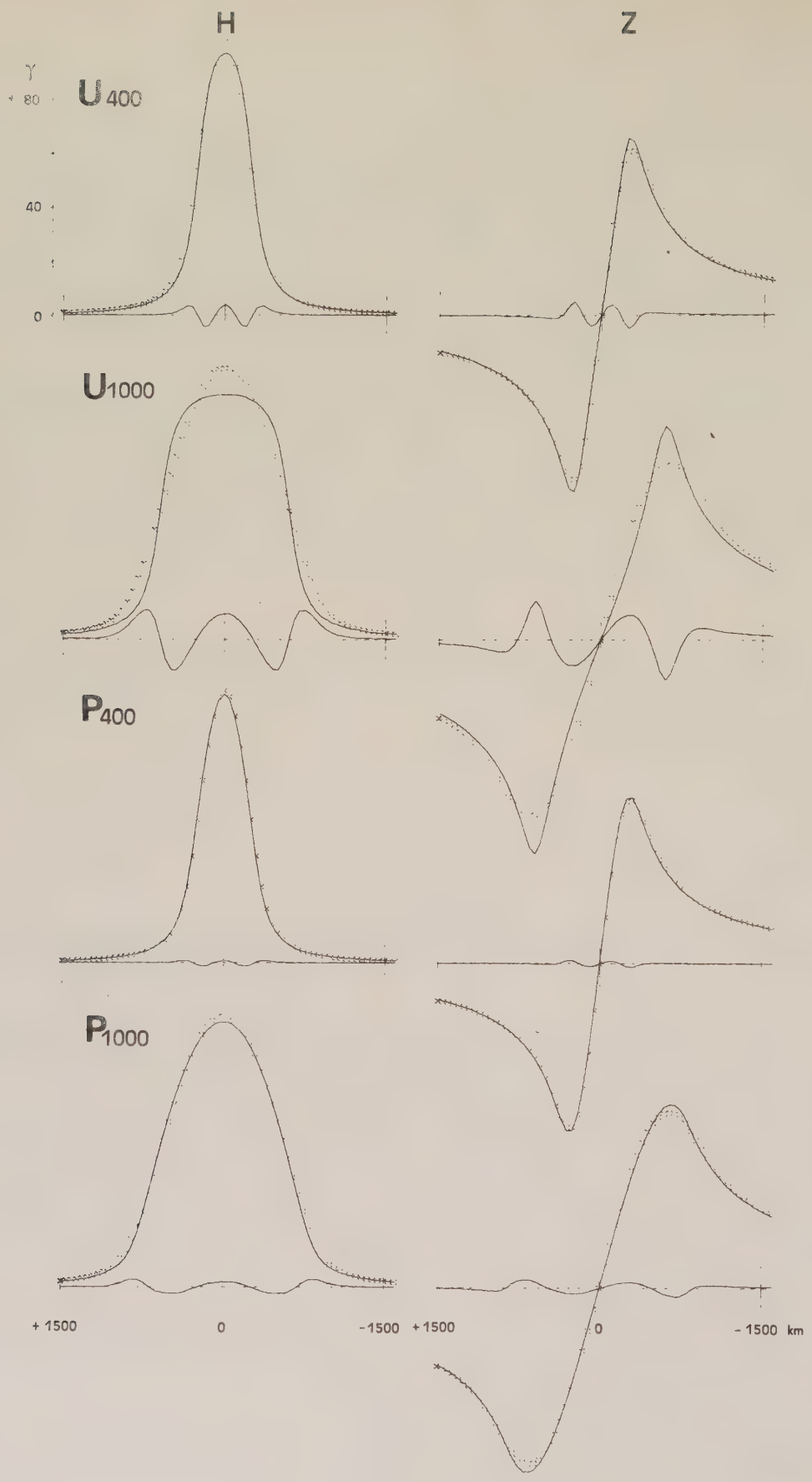


FIG. 15. — Comparaison entre les profils calculés des effets d'un modèle quadratique (croix) de 400 km ou 1 000 km de demi-largeur, causant un ΔH_E de 100 gammas au centre, et les profils des effets des modèles uniforme (U) ou parabolique (P) qui approchent au mieux les effets du modèle quadratique. Les courbes r représentent les différences entre modèles quadratique et uniforme ou parabolique (elles sont à la même échelle).

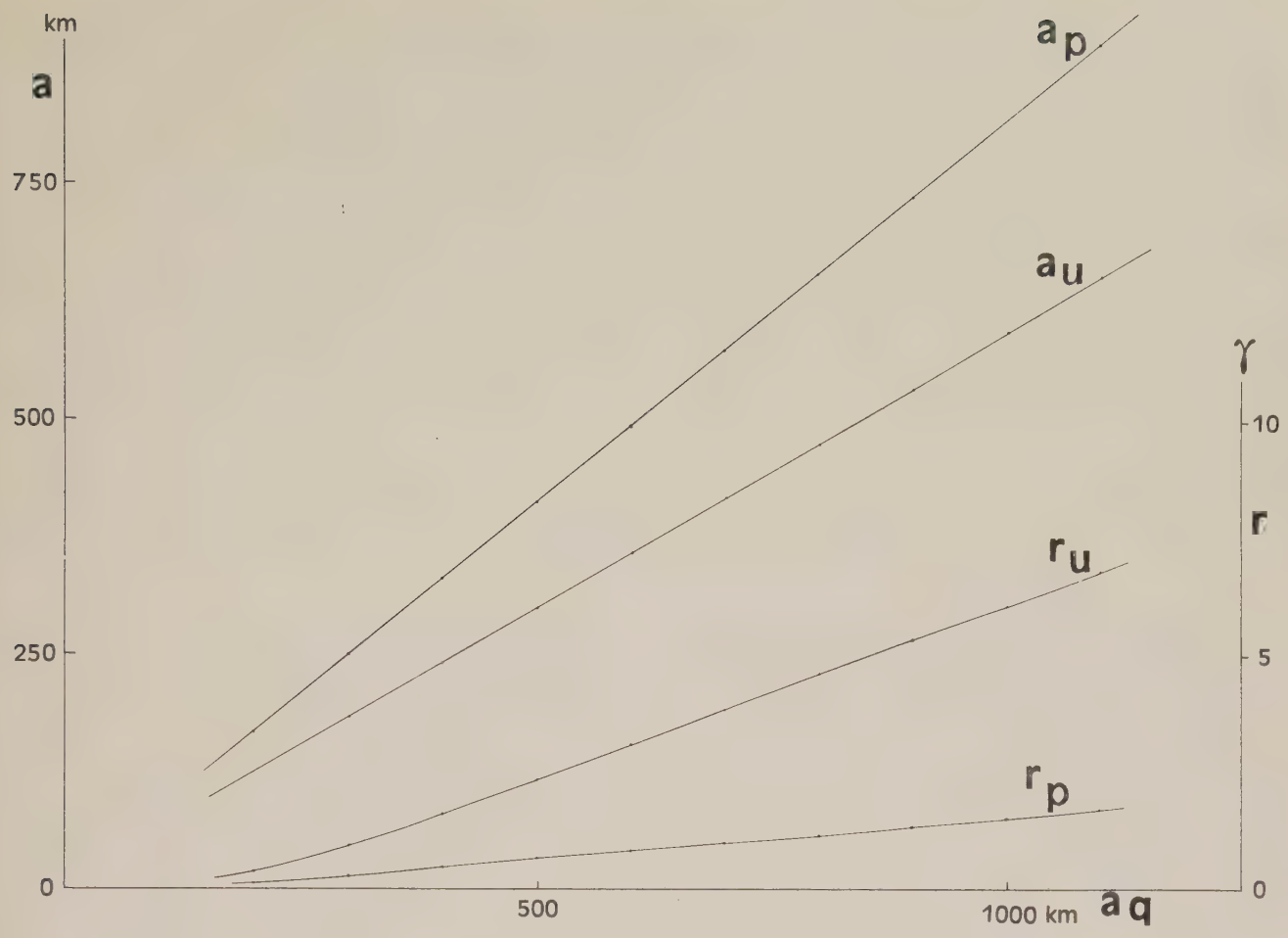


FIG. 16. — Loi de correspondance entre la largeur d'un ruban quadratique (abscisse) et celle de rubans uniforme ou parabolique (ordonnée) dont les effets magnétiques approchent au mieux ceux du ruban quadratique. Variation, en fonction de la largeur d'un ruban quadratique, des résidus de l'approximation des effets des rubans uniforme ou parabolique.

TABLEAU X. — Valeurs en gammas des résidus r_{18} et r_{126} (analyse des valeurs observées à 12 h 30)

	Modèles M								
	uniforme			parabolique			quadratique		
mois	k	r_{18}	r_{126}	k	r_{18}	r_{126}	k	r_{18}	r_{126}
1	1	2,99	1,71	2	2,33	0,88	2	2,25	0,85
2	1	3,04	1,50	1	2,67	1,40	1	2,61	1,40
3	1	2,97	1,86	1	2,14	1,29	1	2,30	1,28
5	1	1,34	0,87	1	1,37	0,80	2	0,36	0,26
6	1	2,06	1,10	1	2,07	1,05	2	1,81	0,84
7	1	1,26	0,90	1	1,39	0,77	2	1,24	0,55
8	1	1,71	0,99	1	1,58	0,89	2	1,52	0,76
9	1	1,61	1,03	2	1,28	0,56	2	1,28	0,52
10	1	2,98	1,77	2	1,62	0,56	2	1,66	0,54
11	1	2,08	1,07	1	2,12	1,07	2	1,86	0,66
12	1	1,43	0,77	1	1,49	0,71	1	1,53	0,71
moy.	1	1,59	0,94	1	1,57	0,91	2	1,15	0,39

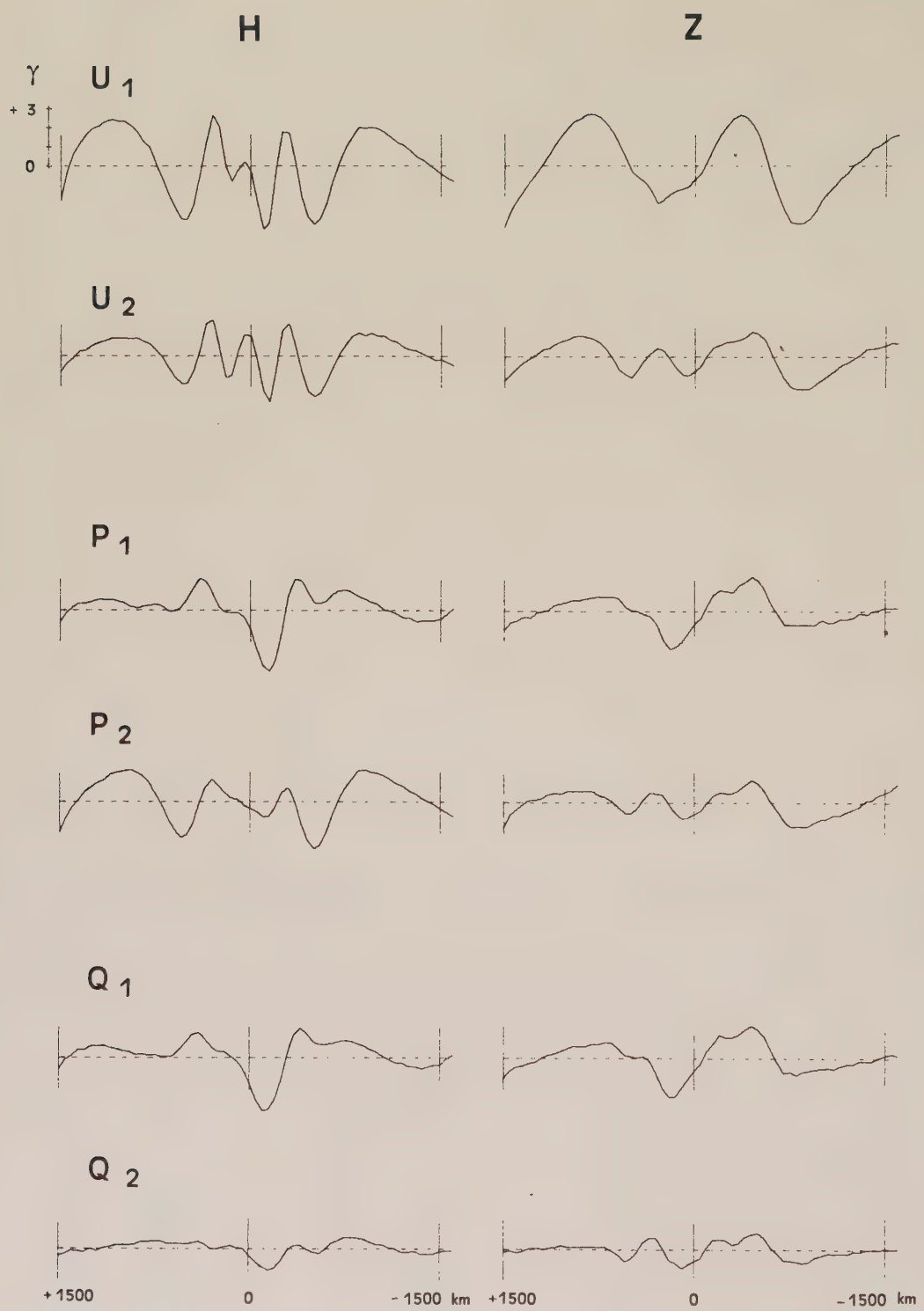


FIG. 17. — Profils des résidus résultant de l'analyse de janvier à 12 h 30 (1) et de l'année à 12 h 30 (2) à partir des modèles uniforme (U), parabolique (P) ou quadratique (Q) ($k = 1$ pour U_1, U_2 et P_2, $k = 2$ pour P_1, Q_1 et Q_2).

A ce point de vue, l'analyse avec le modèle uniforme ne permet jamais, dans ces exemples, de définir 2 rubans. Ceci est dû à ce que nous ne conservons un second ruban que lorsqu'une certaine différence (1,5 à 2,75 pour le rapport des largeurs, voir paragraphe 3 et appendice E pour la justification de ceci) existe entre eux. Or, aux grandes largeurs, le modèle uniforme (Fig. 15, U_{1000}) n'est plus capable de représenter les observations et l'analyse diverge. Nous faisons donc une nouvelle tentative d'analyse avec un seul ruban. Ce fait est moins marqué avec le modèle parabolique mais existe également (seulement 3 cas à 2 rubans dans le tableau X).

La différence, au point de vue des résidus, d'un modèle à l'autre n'est réelle que lorsqu'une différence dans le nombre de rubans existe (voir tableau X ou figure 17 qui donne le profil des résidus r_{126} pour janvier 1969 et l'année). Autrement dit, avec un seul ruban dont la demi-largeur est le plus souvent d'environ 400 km avec le modèle quadratique, les différents modèles sont presque équivalents ; les erreurs d'observations dominent sur les différences entre modèles et ne permettent pas de discriminer entre eux (voir encore sur la figure 15 les résidus U_{400} et P_{400}). Ce n'est qu'avec des profils observés correspondant à des largeurs beaucoup plus grandes (en général, lorsque les profils correspondent aux effets de deux rubans de sens contraire et de largeur très différente) que le modèle quadratique apparaît nettement supérieur.

Finalement nous choisirons ce modèle quadratique pour la fonction $I(x)$. Il nous reste à comparer ce modèle mathématique à un modèle physique. Notons que la figure 16 permet au lecteur d'apprécier aisément la largeur d'un modèle uniforme (souvent utilisé dans la littérature) ou parabolique qui équivaut à celle d'un modèle quadratique.

2.2.2.2. *Comparaison avec un modèle physique.* Le plus récent modèle physique de l'électrojet équatorial est celui de Richmond (1973). Nous reviendrons ultérieurement sur sa signification. Nous chercherons seulement ici à apprécier les différences entre les modèles mathématiques et ce modèle physique. Ceci peut être fait de deux manières :

1) Au point de vue de la distribution des courants, nous pouvons partir de la densité des courants, intégrée sur toute la couche d'altitudes intéressées (80 à 200 km dans ce modèle) pour diverses latitudes de part et d'autre de l'équateur, et calculer par moindres carrés la largeur $2\,a$ et la densité I_0 du ruban quadratique (ou parabolique) qui approxime au mieux ces valeurs. Evidemment, puisque nos fonctions $I(x)$ sont bornées en $-a$ et $+a$, le calcul par approximations n'est fait que pour des abscisses (de 25 en 25 km) inférieures aux bornes. La figure 18 donne les valeurs de la distribution de courants de Richmond (croix) et celle de la fonction $I(x)$ résultant de l'analyse (courbes) ainsi que les résidus. La fonction quadratique est beaucoup plus proche du modèle physique (résidu moyen de 3,5) que la fonction parabolique (résidu moyen 16,3). Les demi-largeurs a et densité I_0 obtenues sont respectivement de 428,6 km et 210,6 A/km, et 378,4 km et 194,1 A/km.

2) Au point de vue des effets magnétiques, nous calculons, dans le cas d'une approximation plane, les effets de la distribution de courants de Richmond pour des couches d'épaisseur 2 km et de largeur 5 km : en ce cas, lorsque nous analysons ces effets par le ruban quadratique, d'épaisseur infiniment mince à 105 km d'altitude, nous estimons en même temps les approximations introduites par l'utilisation d'une distribution $I(x)$ infiniment mince en altitude et par l'écart entre la loi $I(x)$ et la distribution physique. La figure 19 illustre les effets magnétiques du modèle de Richmond (croix), les effets du ruban quadratique calculé par les fonctions P et Q (courbes) et, autour du niveau-zéro, les résidus. Les demi-largeur a et densité I_0 obtenues sont égales à 432,5 km et 211,5 A/km ; ces valeurs sont extrêmement proches des valeurs obtenues précédemment par l'analyse de la distribution de courants elle-même ; l'analyse des effets magnétiques par un ruban parabolique donnerait $a = 356{,}8$ km et $I_0 = 204{,}1$ A/km. La différence avec les valeurs obtenues par l'analyse de la distribution des courants est beaucoup plus grande. Ceci provient de ce que les résidus par rapport au modèle physique de la distribution de courants sont beaucoup plus importants au centre du ruban dans le cas parabolique que dans le cas quadratique (Fig. 18).

Une comparaison des résidus des figures 18*A* et 19 appelle les remarques suivantes. Ces résidus sont tracés avec la même échelle que les courbes analysées, et apparaissent plus importants pour les courants que pour leurs effets magnétiques. Ceci provient de ce que les effets magnétiques en chaque point du profil sont une *intégration* des effets de toute la distribution de courants en ce point. Autrement dit, les profils magnétiques sont peu aptes à discriminer entre modèles de courants. Ceci limite donc apparemment les conclusions que l'on peut tirer d'une analyse de profils magnétiques. Par contre, ce même fait appelle la remarque suivante : toute déformation

mineure des profils magnétiques observés (voir, par exemple, ces minimums secondaires sur le profil de H de la figure 14*E* de part et d'autre du maximum principal) doit être le signe que la distribution de courants, en ce cas, est modifiée de manière relativement importante. L'existence de tels détails sur les profils que nous présenterons aux chapitres suivants devra donc être considérée comme particulièrement significative.

2.2.2.3. *Conclusion sur le choix du modèle quadratique.* Le choix d'un modèle quadratique conduit, dans certains cas, à une approximation des valeurs observées avec des résidus extrêmement faibles (Fig. 17). Comparé à celle d'un modèle physique récent, la distribution de courants de ce modèle quadratique n'en diffère que peu (Fig. 18), et l'analyse par ce même modèle soit de la distribution de courants soit des effets magnétiques du modèle physique donne des valeurs a et I_0 étonnamment voisines. Enfin nous avons montré que l'approximation de la couche mince incluse dans notre analyse n'introduit qu'une erreur négligeable.

2.3. Compléments concernant la méthode d'analyse

Nous décrivons dans les appendices *E* et *F* divers points complémentaires. Il s'agit soit des choix ou contraintes concernant les paramètres de l'électrojet, soit de diverses estimations relatives aux erreurs systématiques ou aux erreurs d'observations. Nous n'énumèrerons ici que les points essentiels, la justification étant donnée dans ces appendices.

2.3.1. *Choix concernant les paramètres de l'électrojet*

L'altitude h est le mieux connu des paramètres de l'électrojet (mesures en fusée par exemple) et le moins variable. Des essais faits pour la déterminer à partir de nos profils magnétiques ont donné des résultats très variables (20 à 30 km de variation), provenant du lien décrit dans l'appendice *D* entre les coefficients a, I_0 et h. Nous l'avons fixée à 105 km, proche des altitudes moyennes observées par fusée (par exemple, Davis *et al.*, 1967). Lorsque l'analyse est faite avec deux rubans, ceux-ci sont placés à la même altitude. C'est dire que d'un point de vue physique, l'analyse avec deux rubans est équivalente (puisque les champs magnétiques s'ajoutent) à celle qui serait faite avec une distribution de courants égale à la somme de $I_{0,1}(x)$ et $I_{0,2}(x)$.

D'autre part, le centre c est fixé à la même abscisse (soit $c_1 = c_2$) pour les deux rubans.

Il résulte de ces choix concernant l'altitude et le centre que le nombre d'inconnues lors de la résolution du système d'équations (9) est égal à 11 ou 13 selon que k (nombre de rubans) est égal à 1 ou 2 (5 inconnues pour F, 3 pour G, 3 pour le 1er ruban — c, a_1, $I_{0,1}$ — et 2 pour le second — a_2 et $I_{0,2}$ —).

Laisser toujours libres les coefficients du second ruban pourrait donner des résultats aberrants. Des critères ont été mis au point pour éviter ceux-ci (par exemple, I_2 de signe contraire à I_1, limites pour le rapport a_2/a_1 ou pour le rapport $I_{0,2}/I_{0,1}$).

Enfin, en cas de divergence à partir de l'approximation de départ, il est clair que l'analyse échoue (voir un exemple, Fig. 20*A*). Mais il peut aussi arriver qu'il y ait un début de convergence et que les résidus restent élevés. Lorsque les profils sont de faible amplitude et de forme complexe, il peut se faire que la valeur du résidu moyen soit faible (voir Fig. 20*B* un tel profil — février 1969 à 14 h 30 — et figure 20*C* le profil des résidus obtenus par l'analyse) sans que le résultat soit vraiment satisfaisant. Pour en décider, nous calculons, au terme de la sous-étape V, l'écart-type (soit r'_{18}) des différences Δ entre le S_R et le S_R^P pour les deux composantes ; elles sont équivalentes au S_R^E. On a, par exemple, pour la composante H :

$$\Delta = H_T - F(f_i, x_s).$$

Nous comparons la quantité r'_{18} à l'écart-type (soit r_{18}) des résidus r proprement dits, soit pour H encore :

$$r = H_T - F(f_i, x_s) - P_M(u_{l,k}, x_s).$$

Si r_{18} est petit devant r'_{18}, ceci signifie que P_M est peu différent de Δ au long du profil et que les paramètres calculés représentent bien le S_R^E. Sinon, il faut considérer que le résultat de l'analyse est médiocre. Nous avons choisi 0,4 comme valeur maximum du rapport r_{18}/r'_{18} pour estimer que l'analyse a encore un certain sens (dans le cas de la

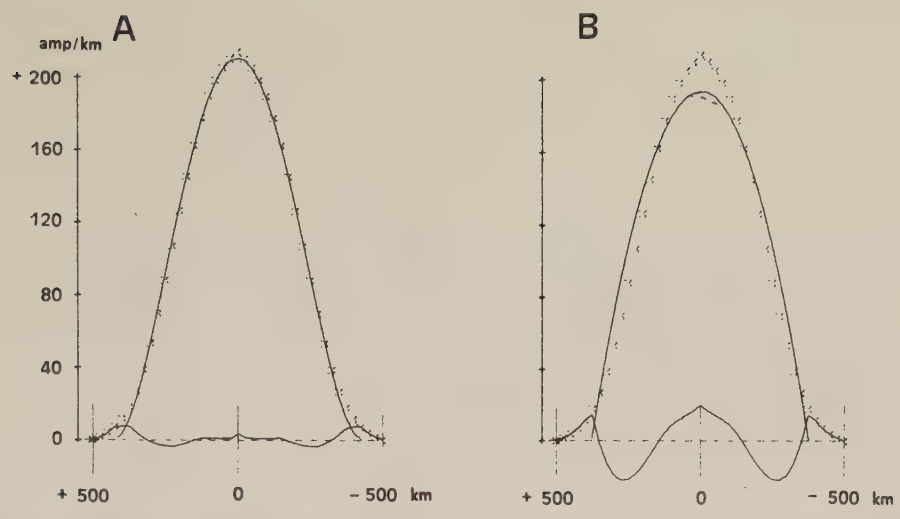


FIG. 18. — Profils de la distribution des courants du modèle de Richmond (croix) et profils des modèles $I(x)$ quadratique (A) ou parabolique (B), qui approchent au mieux la distribution du modèle de Richmond. Profils des résidus r (à la même échelle).

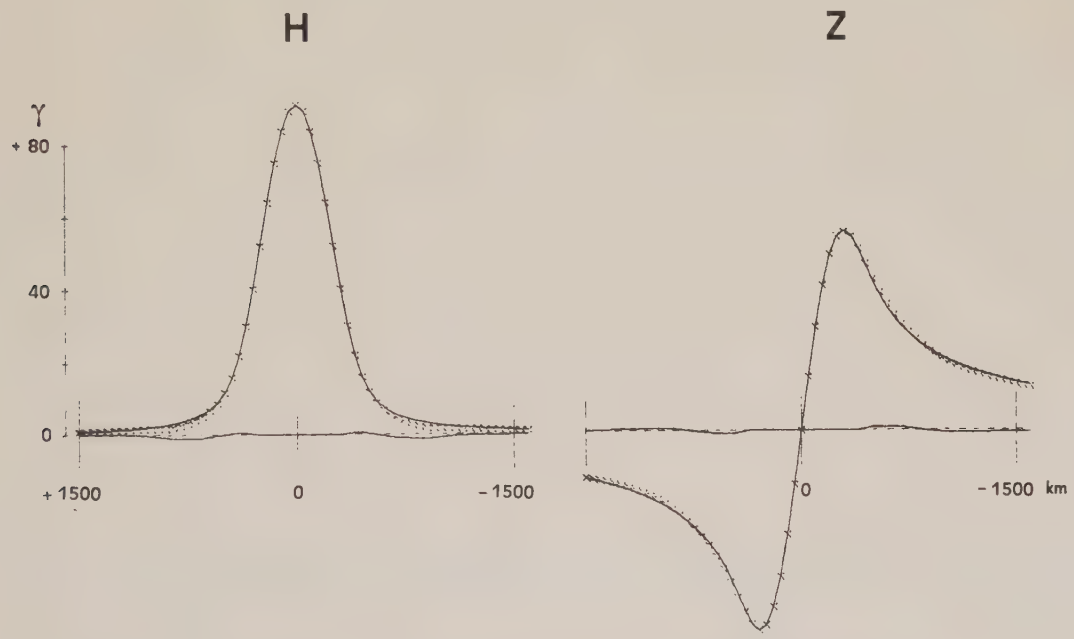


FIG. 19. — Profils des effets magnétiques du modèle de Richmond (croix) et profils des effets magnétiques du modèle quadratique (courbes) qui approchent au mieux les effets du modèle de Richmond. Profils des résidus r (à la même échelle).

figure 20B et 20C, $r_{18}/r'_{18} = 0{,}49$). Nous tiendrons compte, lors de la présentation des résultats, des valeurs de ce rapport qui seraient encore trop proches de 0,4.

2.3.2. *Estimations d'erreurs*

Les erreurs peuvent être systématiques, c'est-à-dire introduites par notre méthode d'analyse, ou dues aux observations elles-mêmes.

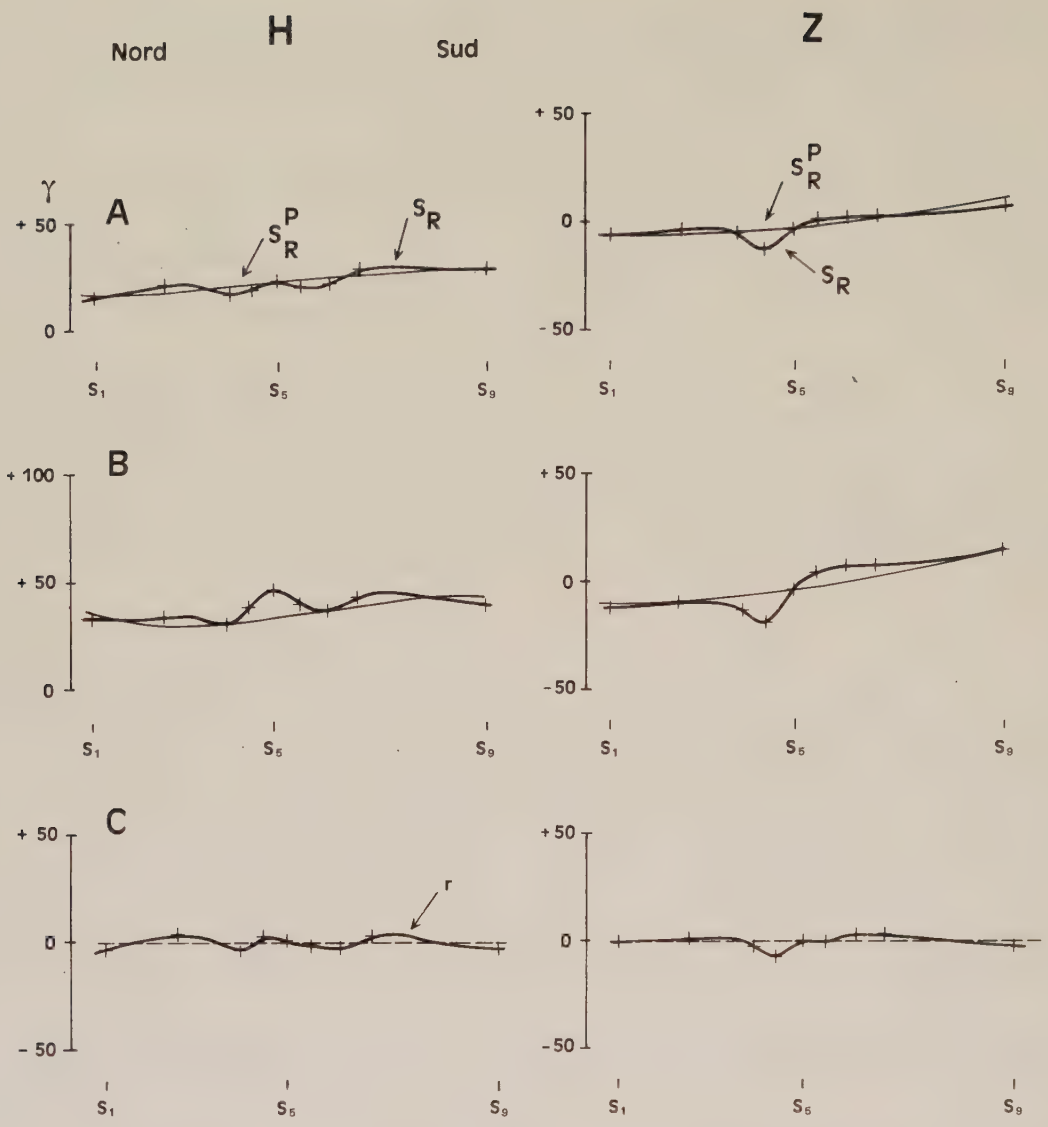


FIG. 20. — *A*) Exemple d'un profil de valeurs observées (moyenne mensuelle de février 1969 à 15 h 30) pour lequel l'analyse a divergé à partir de l'approximation de départ. *B*) Exemple d'un profil de valeurs observées (moyenne mensuelle de février 1969 à 14 h 30) pour lequel, après convergence de l'analyse, le rapport r_{18}/r'_{18} est supérieur à 0,4. *C*) Profils des résidus obtenus par l'analyse des profils *B*.

Une première erreur systématique provient de la fixation de l'altitude h à 105 km. Nous montrons dans l'appendice *F* comment une erreur, de 1 à 2 %, est ainsi introduite sur la détermination de la largeur ou de la densité au centre. Fixer l'altitude suppose aussi que l'on néglige la courbure de la Terre (200 km d'erreur sur l'altitude aux extrémités de notre profil). Ceci cependant n'a qu'un effet très faible parce que ne sont intéressées que les parties du profil déjà très éloignées des sources du champ, les courants situés près de l'équateur (voir appendice *F*).

En calculant, aux abscisses de nos 9 stations, les valeurs des effets en H et Z d'un modèle quadratique, puis en analysant par la méthode décrite au paragraphe 2.2 les profils ainsi obtenus, nous pouvons apprécier les possibilités de notre méthode d'analyse, et aussi les erreurs systématiques introduites par l'interpolation. Les divers tableaux contenus dans l'appendice *F* donnent des éléments chiffrés. Nous les résumons brièvement.

La détermination du centre c reste bonne (1 à 2 km) quand le ΔH_E n'est pas trop faible (> 30 gammas) et la demi-largeur pas trop grande (< 500 à 600 km), ceci même si le centre se déplace de plus de 100 km au long du profil. L'erreur peut atteindre 10 à 20 km quand le ΔH_E devient inférieur à 20 gammas ou que, pour un ruban large, le centre se déplace de plus de 100 km. En fait, ce dernier cas ne se présentera que rarement car le plus souvent le ruban principal est de demi-largeur inférieure à 600 km.

La détermination de la demi-largeur a et de la densité I_0 sont bonnes (2 à 3 % d'erreur) quand le ΔH_E est grand, sauf aux demi-largeurs très faibles (< 300 km) où l'erreur dépasse 5 %. Les erreurs peuvent dépasser 10 % quand le ΔH_E devient inférieur à 20 gammas. Ces erreurs qui proviennent de l'interpolation sont systématiques. Nous décrivons dans l'appendice F une abaque, qui nous permet d'introduire les corrections nécessaires.

Nous pouvons encore essayer d'analyser les effets calculés de la superposition de 2 rubans. L'analyse de ces valeurs calculées échoue lorsque le rapport des largeurs s'approche de 1,5 (c'est l'une des raisons pour lesquelles nous avons fixé une limite inférieure pour ce rapport) ou lorsque le rapport $I_{0,2}/I_{0,1}$ devient supérieur à 0,5. Dans certaines conditions, l'erreur sur la détermination dépasse 20 %. Il est évident que 9 points d'observation deviennent insuffisants lorsque la forme des profils est complexe.

Quant aux erreurs d'observation elles-mêmes, celles sur la composante Z ont une influence plus grande, à valeur absolue égale, que celles sur la composante H (voir appendice F).

Enfin, nous montrons dans ce même appendice comment le quasi-lissage opéré par l'opérateur de Kertz réduit les résidus de 50 %. Le lissage porte autant d'ailleurs sur les erreurs d'observation que sur les imperfections dans la définition du S_R^P. Nous en donnerons des exemples au chapitre suivant.

3 Conclusion : signification physique de la séparation du S_R en deux composantes

Notre méthode consiste à tenter une séparation entre l'effet des nappes de courants planétaires (S_R^P) et l'effet d'un « supplément » de courants (S_R^E) circulant dans une bande de largeur limitée de part et d'autre de l'équateur magnétique, appelée communément « électrojet équatorial ». Les deux phénomènes ne sont pas indépendants l'un de l'autre puisque le premier « nourrit » ou engendre le second, mais ce dernier présente un caractère local extrêmement prononcé, qui est bien visible sur les profils magnétiques et doit permettre de le séparer du premier.

Trois hypothèses sont incluses dans notre analyse :

1) le S_R^E peut être représenté par un certain modèle de distribution des courants,

2) lors de la séparation entre S_R^E et S_R^P, toute interaction entre l'un et l'autre doit être évitée (pas de déformation secondaire, symétrique — ou antisymétrique — par rapport à l'équateur magnétique, sur le S_R^P de H — ou de Z —),

3) le S_R^E n'a pas d'effets internes.

A propos du modèle quadratique que nous avons choisi, nous avons montré qu'il approche de très près les effets magnétiques d'un modèle physique récent (Richmond, 1973) et qu'il donne pour les paramètres I_0 et a des valeurs identiques à celui de la distribution de courants de ce modèle. Si les résidus que nous obtenons sont faibles, ceci signifie que nous atteignons des paramètres I_0 et a ayant un sens physique.

Les diverses tentatives décrites ont montré que des interactions pouvaient exister entre S_R^P et S_R^E lors de la détermination simultanée de leurs paramètres en vue d'effectuer leur séparation.

En effet, le caractère symétrique (ou antisymétrique) par rapport à l'équateur magnétique du phénomène très localisé que constitue l'électrojet peut, par suite d'un mauvais ajustement de ses paramètres, introduire des déformations symétriques (ou antisymétriques) dans le S_R^P. Celui-ci, n'étant pas lié à l'équateur magnétique, n'a aucune raison de présenter un tel caractère. Notre méthode comporte des contraintes qui empêchent que cela ne se produise. Si les résidus que nous obtenons sont faibles, ceci signifie que les définitions que nous obtenons respectivement pour le S_R^E et le S_R^P sont correctes.

Enfin, notre méthode d'analyse serait aussi aisée à réaliser en faisant l'hypothèse d'une image électrique située à une certaine profondeur. Mais, de nouveau, si les résidus que nous obtenons, sans image, sont faibles, ceci signifie que les courants induits sont pratiquement négligeables.

En conséquence, le faible niveau des résidus que nous avons déjà indiqué (tableau X, par exemple) ou que nous illustrerons dans le chapitre suivant (Fig. 21*D*, 22*D* et 23*D*) est le garant que la méthode décrite permet une séparation correcte des deux composantes du S_R, l'une correspondant à un supplément de courants circulant le long de l'équateur magnétique dans une bande limitée et ayant une distribution symétrique, l'électrojet équatorial ou le S_R^E, et l'autre correspondant au phénomène primaire qui nourrit la première et que nous appelons le S_R^P.

Des paramètres physiques (I_0, a) directement comparables à un modèle sont obtenus pour la première. L'amplitude du S_R^P de H au long du profil donne une information numérique sur l'intensité du phénomène primaire et sa variation en latitude ; cette information peut être transformée en intensité de courants par l'approximation d'une nappe plane à courants rectilignes infinis et permet donc des comparaisons quantitatives entre les deux composantes du S_R.

4

PARAMÈTRES MOYENS DE L'ÉLECTROJET ÉQUATORIAL

Les paramètres moyens de l'électrojet équatorial seront déterminés ici pour des moyennes soit mensuelles, soit saisonnières, soit annuelles.

Les jours inclus dans ces moyennes satisfont à deux conditions : 1) l'indice A_m de la journée est inférieur ou égal à 16 (ce qui est équivalent à un indice $A_p \leqslant 8$), 2) les neuf stations ont fonctionné. Le tableau XI indique le nombre N de jours ainsi retenus pour chaque mois, la valeur moyenne de A_m pour ces jours, et celle du flux solaire FS mesuré sur 10 cm.

TABLEAU XI. — Nombre de jours (N) utilisés pour chaque mois et indices A_m ou FS moyens pour ces jours ($\Sigma N = 135$)

Mois	N	A_m	FS
1968			
Novembre	4	13,7	133,2
Décembre	4	11,7	148,6
1969			
Janvier	10	9,4	156,8
Février	4	7,7	155,8
Mai	6	10,2	145,3
Juin	9	9,8	157,7
Juillet	16	7,0	147,0
Août	9	8,3	163,1
Septembre	8	8,1	147,8
Octobre	14	9,9	161,0
Novembre	11	8,4	151,2
Décembre	9	8,3	135,6
1970			
Janvier	14	10,4	151,5
Février	8	7,6	179,2
Mars	9	7,9	143,6

La station de Miltou (S_5 : $\lambda = 10^o\,14$, $\varphi = 17^o\,27'$) a été déplacée à Bongor ($\lambda = 10^o\,17'$, $\varphi = 15^o\,23'$) le 4 septembre 1969. Celle de Kontongoro (S_6 : $\lambda = 8^o\,36'$ et $\varphi = 18^o\,37'$) a été déplacée à Pastor ($\lambda = 9^o\,12'$ et $\varphi = 18^o\,37'$) le 28 février 1970.

On notera que les mois de mars et avril 1969 sont exclus (une station, Bouca, a alors mal fonctionné, et aucun jour calme n'est utilisable).

Les moyennes saisonnières (solstice de décembre : D, équinoxes : E, solstice de juin : J) sont dérivées de la moyenne des valeurs mensuelles ; elles comprennent respectivement 8, 4 et 3 mois. La moyenne annuelle (Y) est elle-même obtenue par la moyenne entre les 3 saisons.

Les valeurs horaires moyennes H_T et Z_T pour ces divers groupements de jours sont analysées de 6 h 30 à 17 h 30 par la méthode décrite au chapitre précédent.

Nous commencerons par illustrer les résultats de cette analyse à l'aide de quelques profils. Puis nous présenterons les variations temporelles des divers paramètres de l'électrojet. Enfin nous discuterons les causes de leurs variations ; en ce cas, nous ferons souvent référence au modèle de Richmond (1973).

1 Exemples de profils en latitude

Les figures 21 à 23 (A, B, C, D) illustrent les résultats de l'analyse des moyennes de l'année, et des mois de juillet 1969 et janvier 1970 : A) profils du S_R et du S_R^P au terme de la sous-étape V (les croix représentent les valeurs observées elles-mêmes) des composantes H et Z et profil de la composante D ; B) profils des résidus r au terme de cette même sous-étape pour les composantes H et Z (les croix représentent les résidus par rapport aux valeurs observées elles-mêmes) ; C) profils des $S_{R,e}^E$ et $S_{R,i}^E$ résultant de l'analyse par l'opérateur de Kertz ; D) profils des résidus au terme de la sous-étape VIII (échelle 5 fois plus grande en ce cas). En B, C et D, le trait en tirets indique le zéro des deux composantes, en A, la partie inférieure de l'échelle verticale repère le zéro des composantes Z et D et, pour la composante H, une valeur variable (en gammas) telle qu'elle est indiquée. Enfin la valeur écrite sous chaque heure représente la valeur du rapport r_{18}/r'_{18}. Rappelons qu'une valeur égale ou supérieure à 0,4 est considérée comme un échec de l'analyse et, en ce cas, les profils correspondants ne sont pas dessinés en B, C ou D ; des astérisques remplacent la valeur du rapport.

1.1. Les profils A : S_R et S_R^P

La comparaison des figures 21A, 22A et 23A est déjà significative. La variation journalière des profils annuels du S_R des composantes H et Z en 21A représente un comportement moyen. En juillet (22A) on observe un renversement complet des profils de H et Z pendant les deux premières heures ; il est à peine perceptible en janvier (23A). Par contre, en ce même mois, l'électrojet a presque déjà disparu dès 13 h 30, où une forme de transition complexe prend place, tandis qu'en juillet, il a encore une amplitude significative à 15 h 30. Ces traits divers apparaîtront de manière beaucoup plus marquée lorsque nous étudierons systématiquement les variations temporelles des paramètres de l'électrojet. Cependant, à ce stade, l'intérêt des profils A est de permettre de juger dans quelle mesure la définition des deux composantes du S_R (le S_R^P et le S_R^E) est satisfaisante ou non.

A ce point de vue, le manque de flexibilité de la fonction G (parabole) pour le S_R^P de Z est évidente dans certains cas (par exemple, aile Nord des profils de 10 h 30 ou 11 h 30 en 21A). De même, il aurait semblé préférable en certains cas que le S_R^P de H passe plus franchement à travers les ailes du S_R de H (voir, par exemple, de 12 h 30 à 15 h 30 en 22A) ; ce sont des profils pour lesquels l'analyse définit deux rubans, dont le second est faible, et le profil du $S_R^E (= S_R - S_R^P)$ a une forme du type de celle illustrée sur la figure 12C, bien que moins prononcée (voir encore la forme des $S_{R,e}^E$ à ces heures en 21C). Ces défauts, nous le montrerons, sont d'ailleurs presque entièrement transférés sur les résidus des profils B.

Les profils de la composante D sont tracés à l'aide d'une fonction spline d'interpolation (voir appendice B) passant par les valeurs observées aux 9 stations S_i, et non, comme le sont les profils de H et de Z, par une fonction spline de lissage passant à travers les valeurs observées aux 9 stations S_i et des valeurs interpolées en 4 stations fictives F_i (voir appendice C, sous-étape II et IV). Cette différence de méthode provient de ce que, tandis qu'une variation rapide en latitude au long du profil existe sur les composantes H et Z et nécessite d'empêcher des oscillations de la fonction spline, aucune variation rapide en latitude n'apparaît sur la composante D. C'est là en effet la conclusion qui ressort avec évidence de la comparaison des profils de D et de ceux de H et Z : l'électrojet n'a apparemment aucune action sur la composante D, ceci même dans la matinée et l'après-midi. Plus exactement, le principal carac-

tère morphologique qui apparaît sur ces profils de D est une variation entre S_3 et S_7 au centre du profil, qui est la plus prononcée aux heures où la variation S_R de H dans le temps est elle-même la plus rapide. Considérons, par exemple, les profils de 8 h 30 sur la courbe annuelle ou celle de juillet 1969, et de 14 h 30 sur la courbe de juillet 1969. Si l'on traçait des droites joignant les valeurs observées en S_1 et S_2 d'une part, S_8 et S_9 d'autre part, on aurait l'apparence de deux droites presque parallèles dont la seconde serait en dessous de la première à 8 h 30 et en dessus à 14 h 30. D'une heure à l'autre, le sens de la variation dans le temps du S_R^P de H est inversé. Ceci évoque par conséquent la propriété selon laquelle la composante verticale du rotationel du champ S_R doit être nulle, soit

$$\frac{\partial H}{\partial \varphi} - \frac{\partial D}{\partial \theta} = 0$$

où φ et θ sont la longitude et la latitude (la variation de la longitude étant considérée comme équivalente à la variation dans le temps si l'on suppose que les sources du champ S_R ne varient pas elles-mêmes dans le temps). Nous montrons dans l'appendice G que cette propriété est bien vérifiée à très peu de chose près par nos observations. Ce résultat, accessoire par rapport au sujet de notre étude, a tout au moins l'intérêt de révéler une excellente cohérence entre les valeurs observées sur les diverses composantes. De plus, ainsi que nous l'indiquons dans cet appendice, on peut atteindre par cette même voie une information sur la variation, en temps universel, de l'intensité des systèmes de courants et de l'électrojet ou du contre-électrojet.

Nous discutons dans l'appendice H l'anomalie qui existe à la station S_4 (une valeur du S_R de D systématiquement supérieure d'environ 3 gammas par rapport aux stations avoisinantes) et qui tend à masquer parfois la variation sur D entre S_3 et S_7. Du point de vue de l'électrojet lui-même, nous pouvons noter que, d'après ces profils du S_R de D, l'électrojet est en moyenne sous l'influence du système de courants de l'hémisphère Nord (S_R de D vers l'Est le matin et vers l'Ouest l'après-midi). Dans le cas de l'année (Fig. 21A), le S_R de D qui est positif le matin (c'est-à-dire Est) et négatif l'après-midi (c'est-à-dire Ouest) à la station S_1 (Tamanrasset) présente encore ce caractère au centre du profil. Un tel caractère est beaucoup plus accentué en juillet 1969 (Fig. 22A). Par contre, en janvier 1970 (Fig. 23A), le centre du profil ne présente pas nettement le type de variation journalière existant à la station S_9 (Binza), variation qui est faiblement négative le matin et nettement positive l'après-midi.

Enfin, et ceci est important, aux heures où les profils de H et Z sont renversés (contre-électrojet), les profils de D ne présentent aucun caractère qui les distingue de ceux des autres heures. Ceci exclut l'hypothèse que le contre-électrojet est un phénomène relativement limité en longitude (formé, par exemple, d'un petit vortex de courants).

1.2. Les profils B : résidus après la définition du S_R^P

Les profils B représentent les différences : $S_R - F$ (ou G) + P_M (ou Q_M). Deux sources d'erreurs contribuent donc aux résidus : d'une part les erreurs d'observations elles-mêmes (ou les défauts d'interpolation), d'autre part l'insuffisance des fonctions F, G, P_M et Q_M à représenter le phénomène observé. Or, l'examen des profils B pour les cas mentionnés ci-dessus montre nettement que les résidus proviennent d'une insuffisance des fonctions F et G plutôt que d'une insuffisance des fonctions P_M ou Q_M : ainsi les résidus sur les ailes Nord des profils de Z à 10 h 30 ou 11 h 30 de la figure 21B sont évidemment causés par le non-parallélisme du S_R et du S_R^P sur les profils équivalents de la figure 21A. De même, les variations sur les ailes Nord et Sud des profils de H de 12 h 30 à 15 h 30 de la figure 22B ressemblent aux différences entre S_R et S_R^P (Fig. 22A) sur ces ailes. Quoi qu'il en soit de ces défauts que nous n'avons pu éliminer, les profils B dans leur ensemble montrent comment notre analyse réussit à représenter relativement bien le S_R par la somme de fonctions simulant le S_R^P et le S_R^E.

1.3. Les profils C : $S_{R,e}^E$ et $S_{R,i}^E$

Les profils C qui représentent les $S_{R,e}^E$ et $S_{R,i}^E$ résultant de l'analyse, par l'opérateur de Kertz, de la différence $S_R - S_R^P$ (profils A) ont d'abord l'intérêt de montrer l'effet du quasi-lissage dont nous avons parlé (voir Chap. 3, page 43). Ainsi, en 21C, les profils des $S_{R,i}^E$ de Z à 9 h 30 ou 10 h 30 sont la transcription presque exacte des profils des résidus observés en 21B, avec une réduction qui est d'environ un facteur 2, tandis qu'une variation de sens inverse apparaît sur les $S_{R,i}^E$ de H. Ceci correspond à ce que nous avions décrit en commentant la figure 4 : toute erreur sur

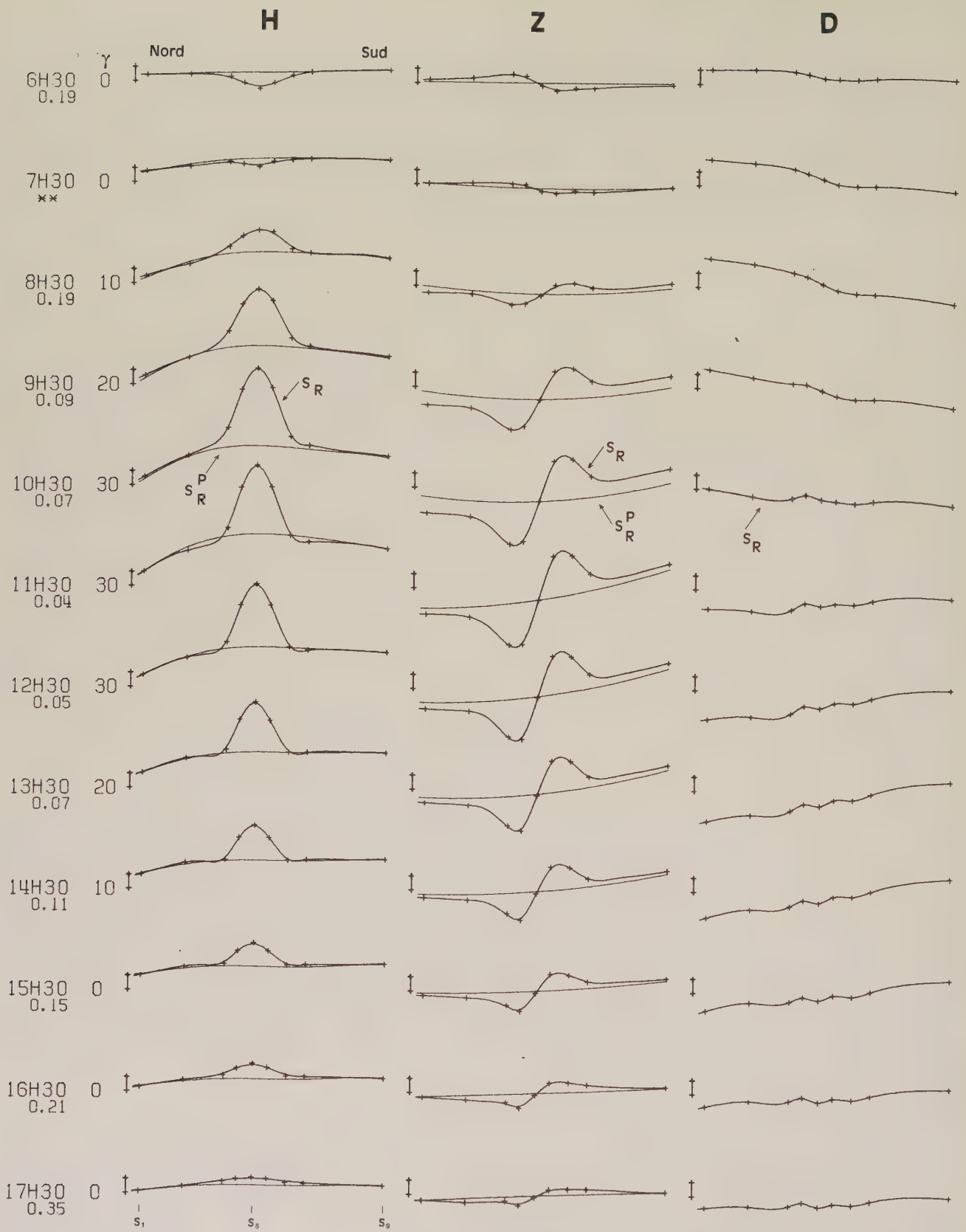


FIG. 21*A*. — Profils du $S_R(H, Z \text{ et } D)$ et du $S_R^P(H \text{ et } Z)$ pour l'année. Croix : valeurs observées. L'échelle représente 10 gammas pour les 3 composantes, positives vers le haut. La base de l'échelle équivaut à 0 pour Z et D, à la valeur indiquée pour H. Le chiffre écrit sous chaque heure *T. L.* est la valeur de r_{18}/r'_{18}, remplacée par des astérisques si $r_{18}/r'_{18} > 0{,}4$.

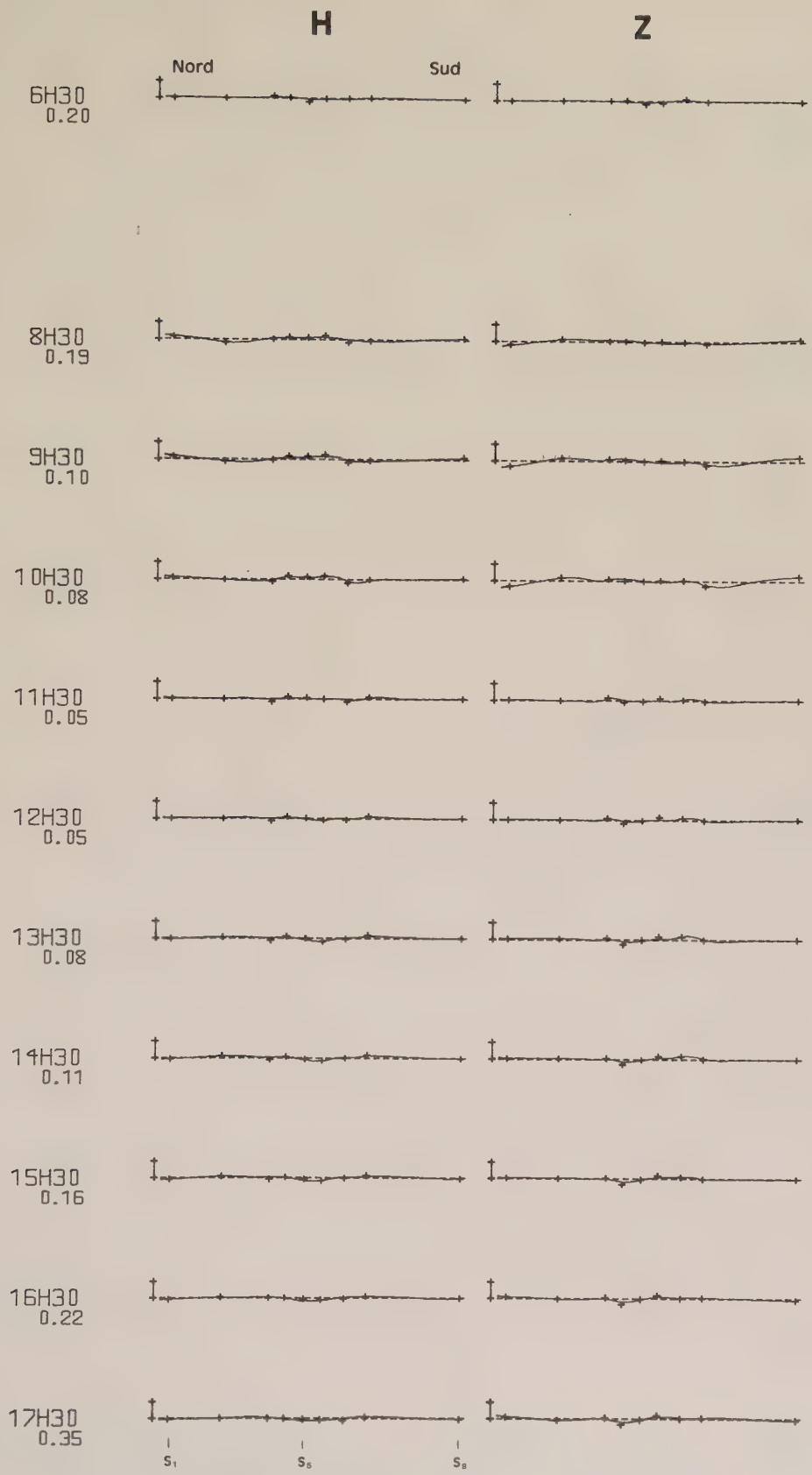


FIG. 21*B*. — Profils des résidus, après la définition du S_R^P, pour l'année. Croix : résidus par rapport aux valeurs observées. L'échelle représente 10 gammas et le trait en tirets représente le niveau-zéro.

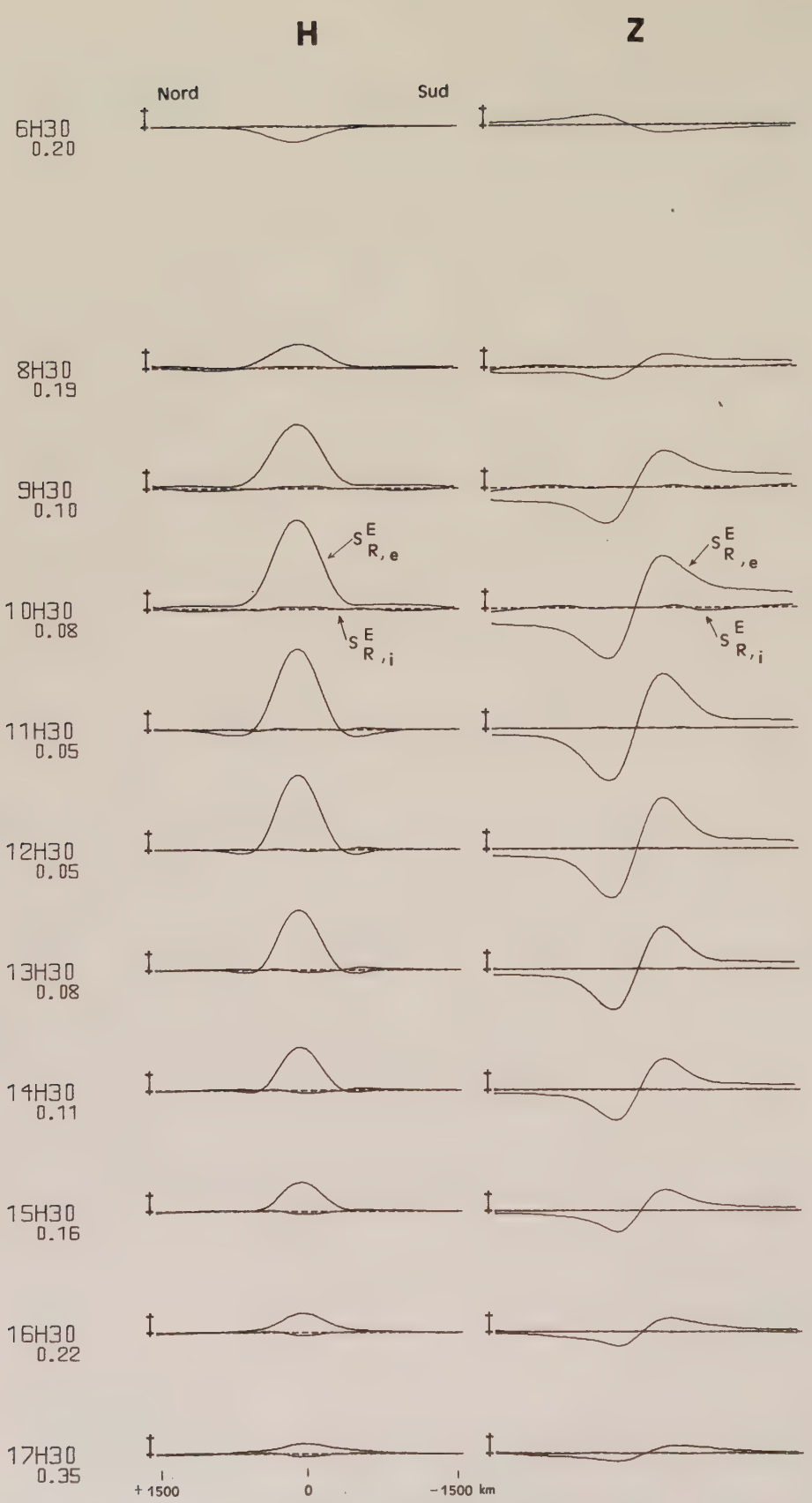


FIG. 21*C*. — Profils des $S^E_{R,e}$ et $S^E_{R,i}$ pour l'année. L'échelle représente 10 gammas et le trait en tirets représente le niveau-zéro.

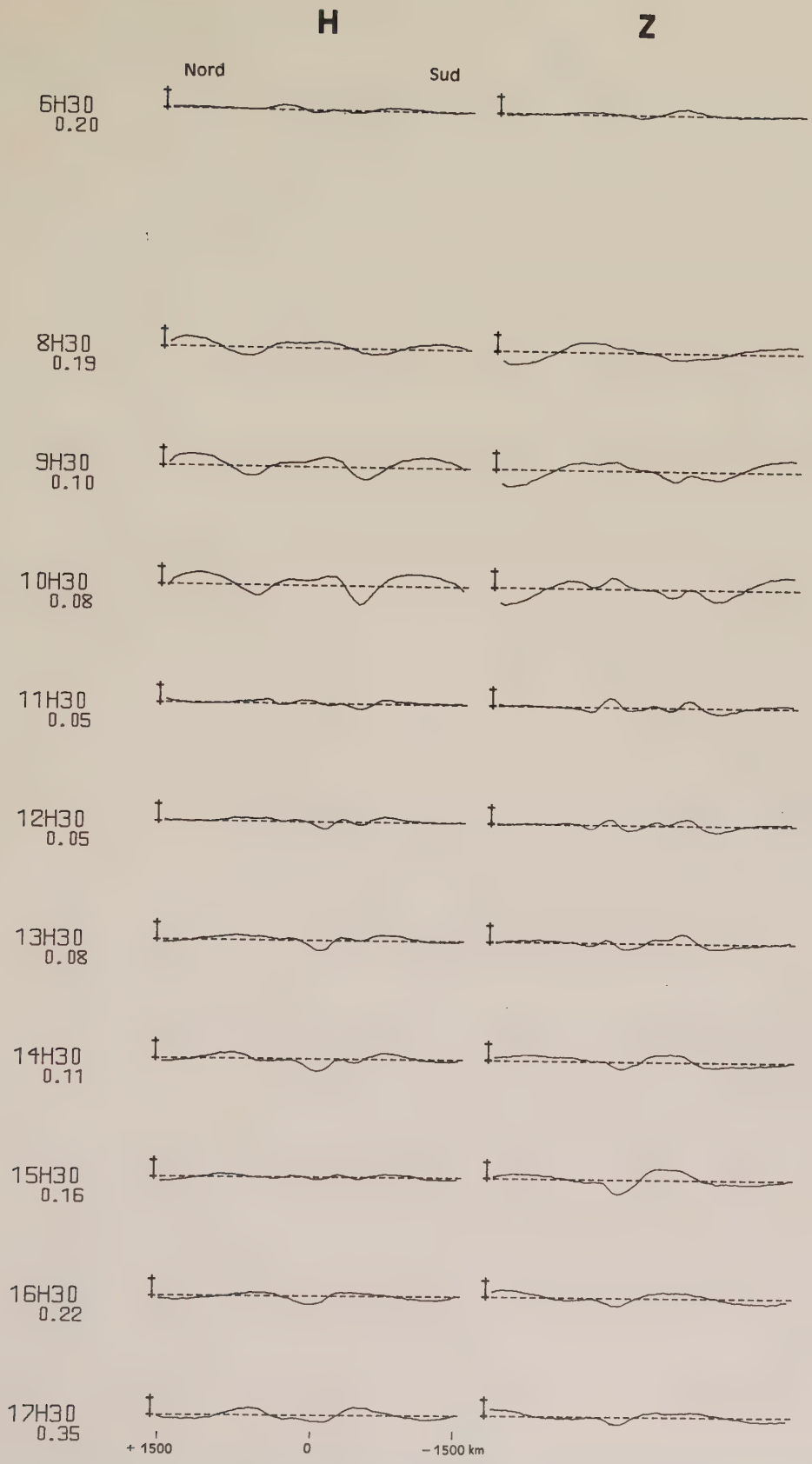


FIG. 21*D*. — Profils des résidus r_{126} sur H et Z, au terme de l'analyse, pour l'année. L'échelle représente 2 gammas et le trait en tirets représente le niveau-zéro.

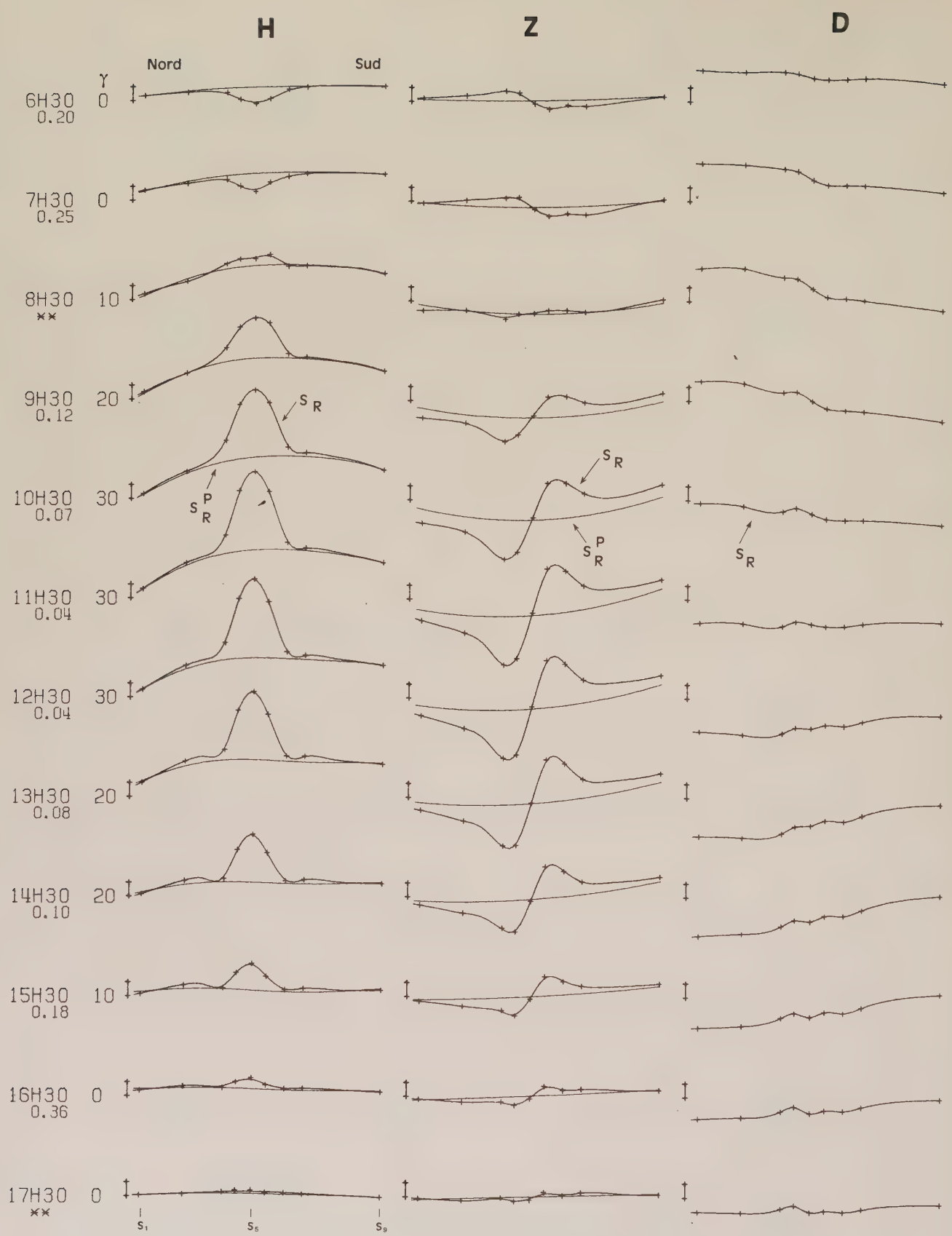


FIG. 22*A*. — Profils du $S_R(H, Z$ et $D)$ et du $S_R^P(H$ et $Z)$ pour juillet 1969. Croix : valeurs observées. L'échelle représente 10 gammas pour les 3 composantes, positives vers le haut. La base de l'échelle équivaut à 0 pour Z et D, à la valeur indiquée pour H. Le chiffre écrit sous chaque heure *T. L.* est la valeur de r_{18}/r'_1, remplacée par des astérisques si $r_{18}/r'_{18} > 0{,}4$.

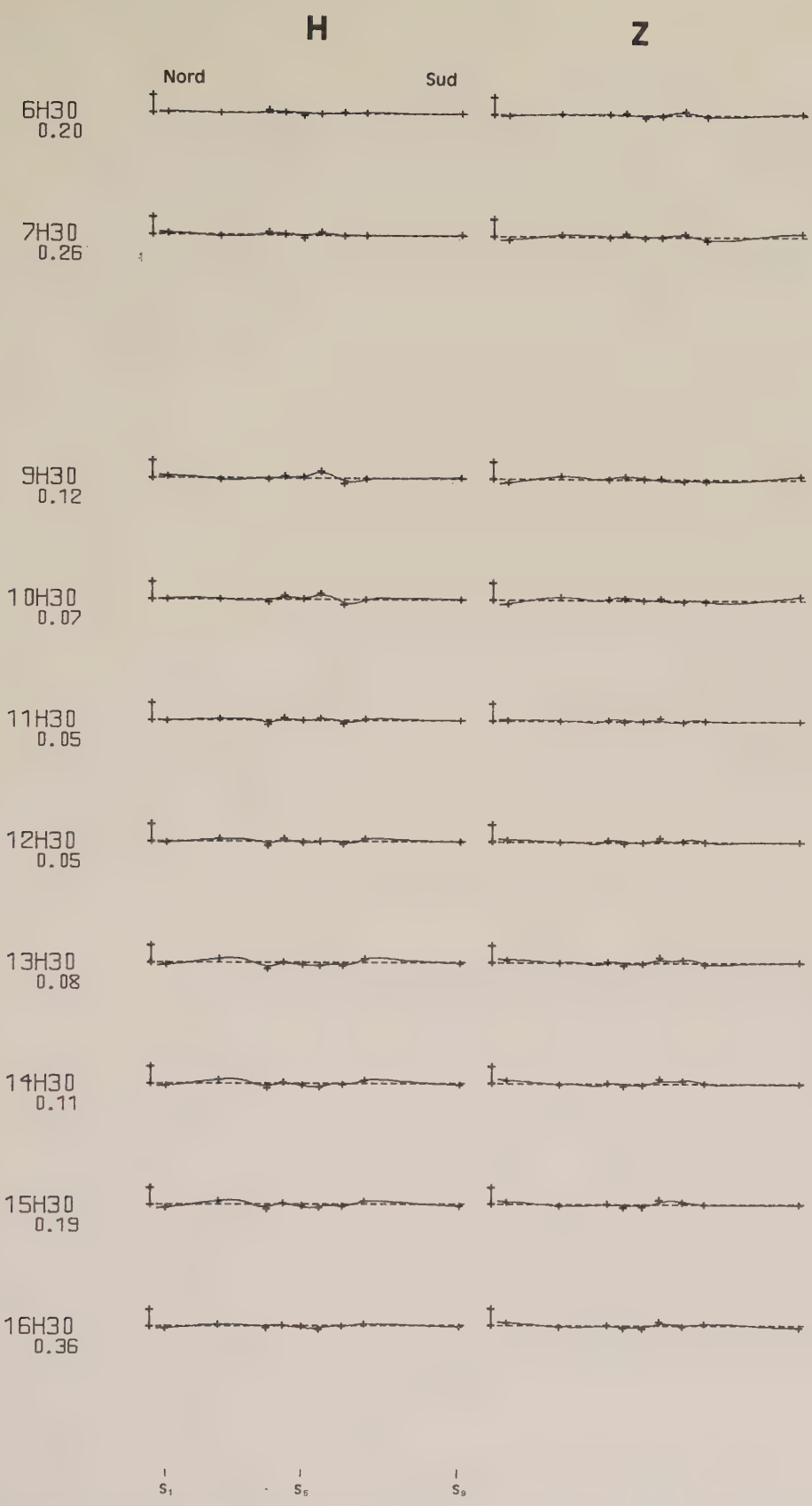


FIG. 22*B*. — Profils des résidus, après la définition du S_R^P, pour juillet 1969. Croix : résidus par rapport aux valeurs observées. L'échelle représente 10 gammas et le trait en tirets représente le niveau-zéro.

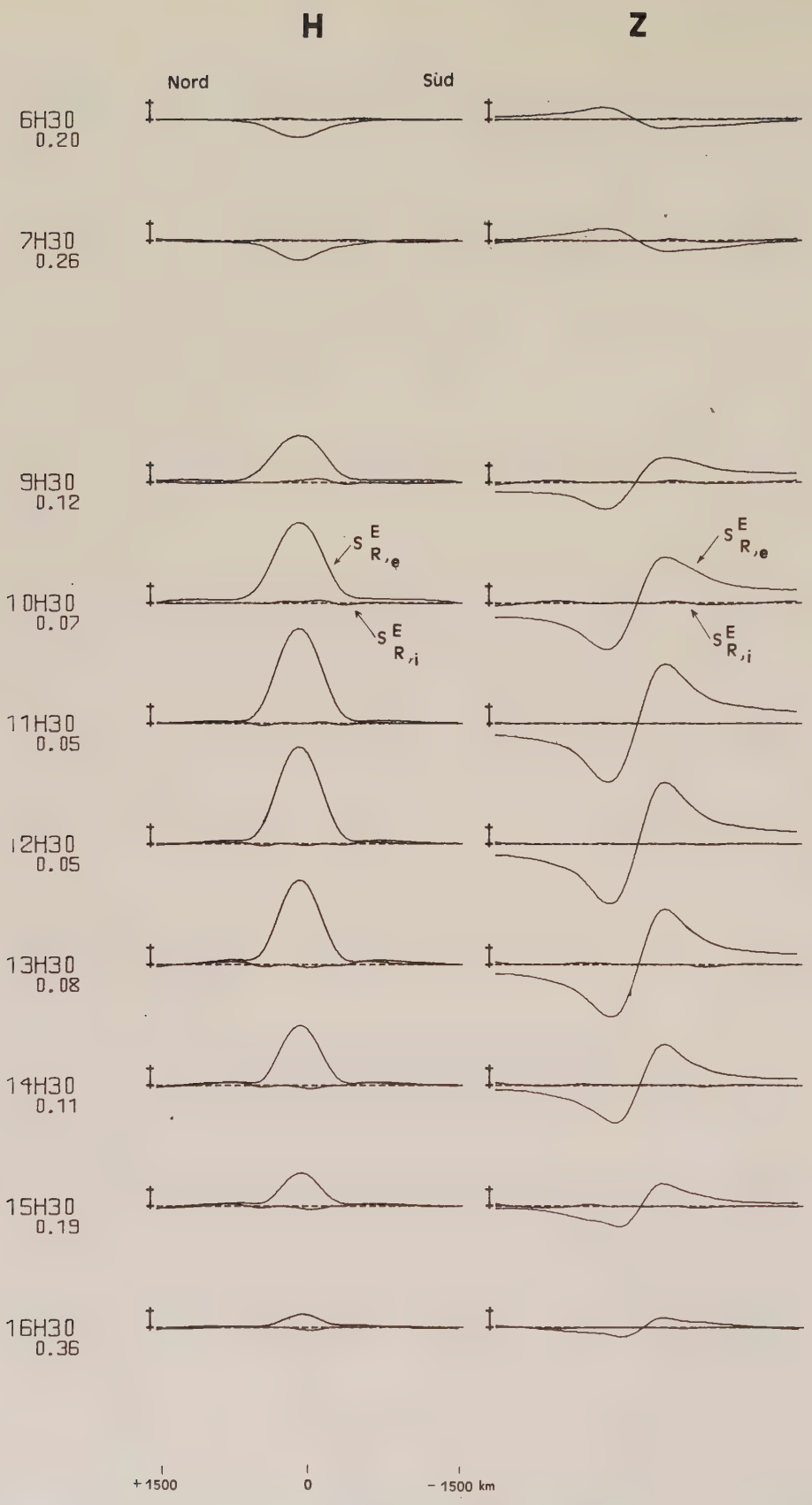


FIG. 22*C*. — Profils des $S^E_{R,e}$ et $S^E_{R,i}$ pour juillet 1969. L'échelle représente 10 gammas et le trait en tirets représente le niveau-zéro.

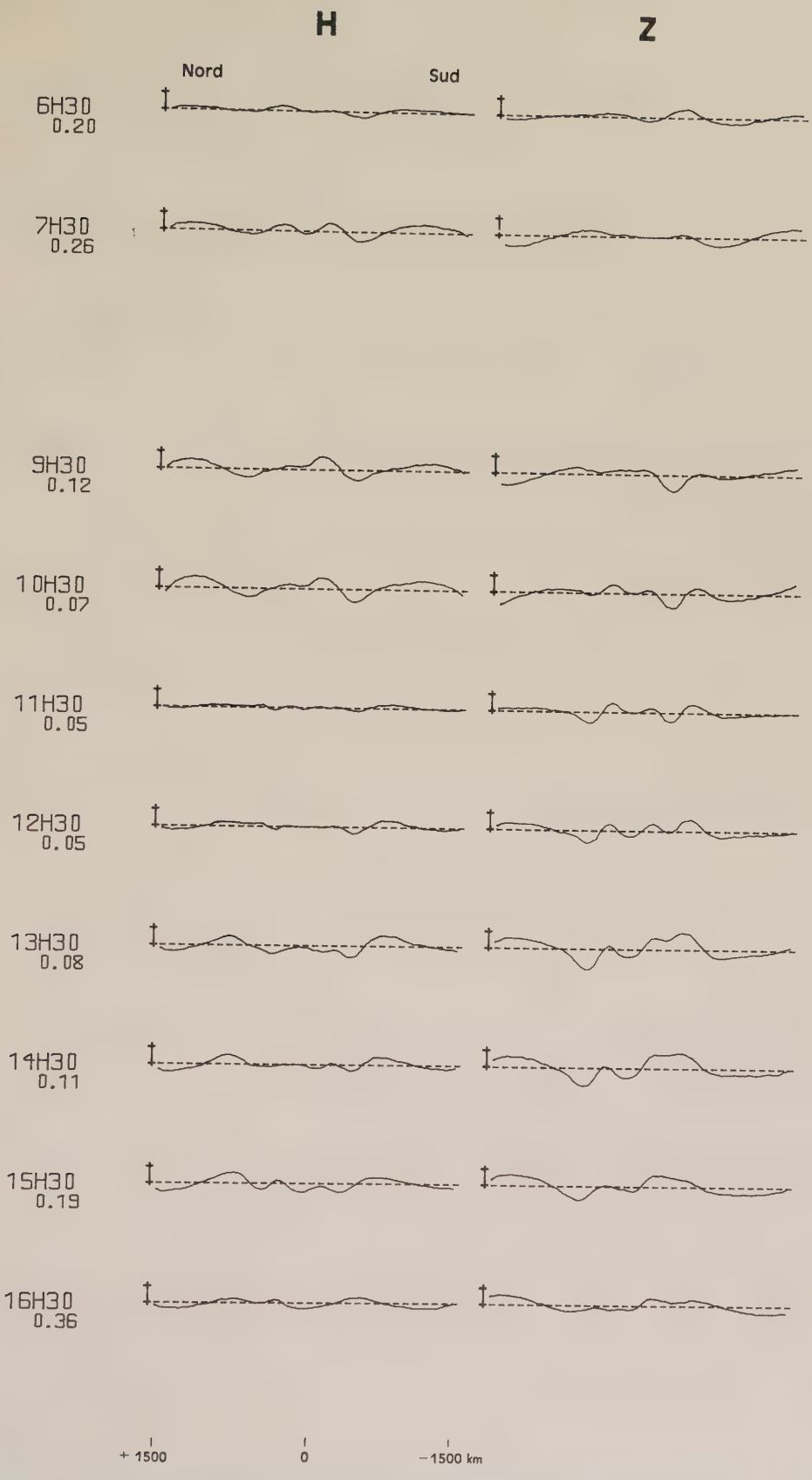


FIG. 22*D*. — Profils des résidus r_{126} sur H et Z, au terme de l'analyse, pour juillet 1969. L'échelle représente 2 gammas et le trait en tirets représente le niveau-zéro.

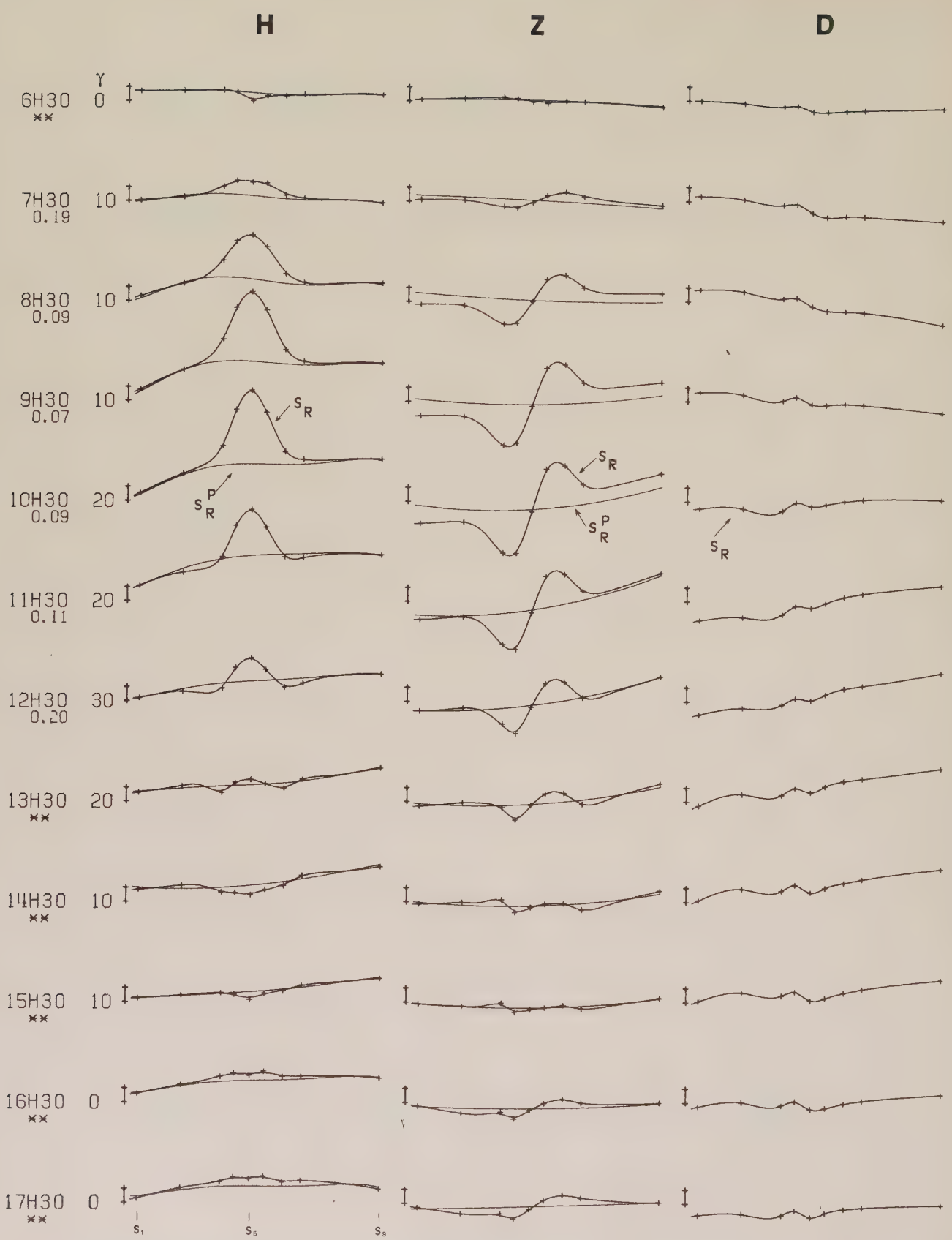


FIG. 23*A*. — Profils du $S_R(H, Z \text{ et } D)$ et du $S_R^P(H \text{ et } Z)$ pour janvier 1970. Croix : valeurs observées. L'échelle représente 10 gammas pour les 3 composantes, positives vers le haut. La base de l'échelle équivaut à 0 pour Z et D, à la valeur indiquée pour H. Le chiffre écrit sous chaque heure T. L. est la valeur de r_{18}/r'_{18}, remplacée par des astérisques si $r_{18}/r'_{18} > 0{,}4$.

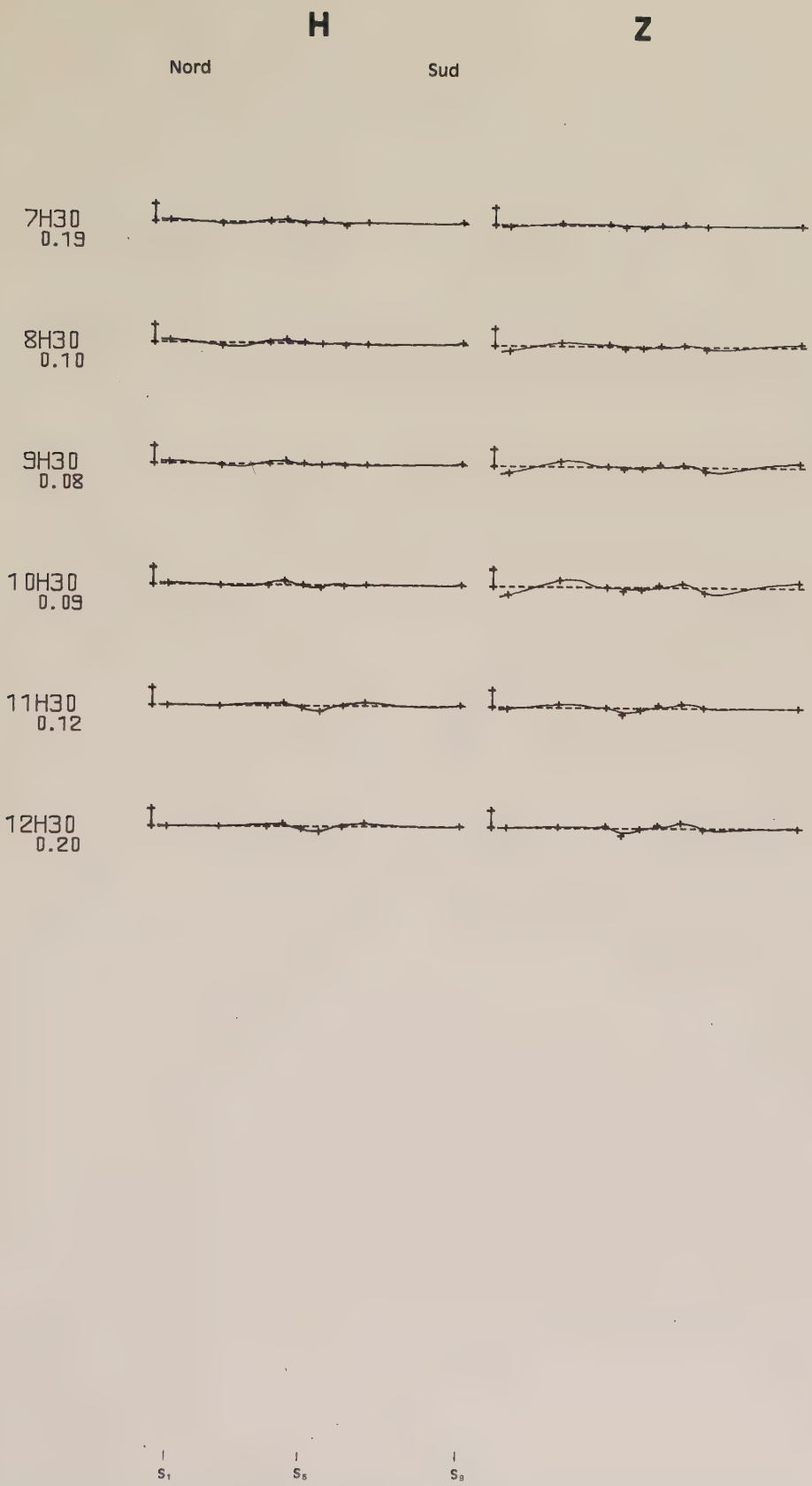


FIG. 23*B*. — Profils des résidus, après la définition du S_R^P, pour janvier 1970. Croix : résidus par rapport aux valeurs observées. L'échelle représente 10 gammas et le trait en tirets représente le niveau-zéro.

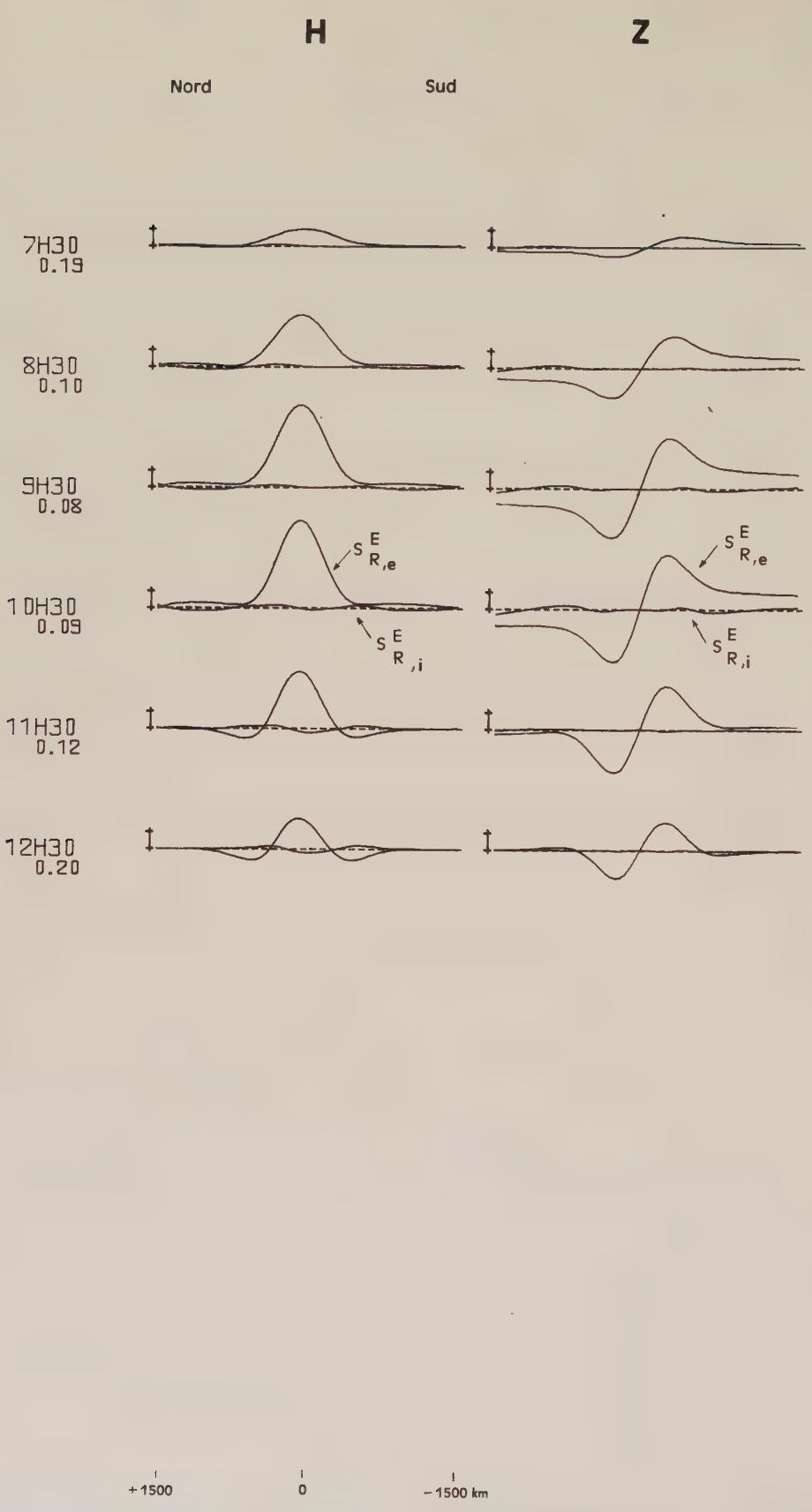


FIG. 23C. — Profils des $S^E_{R,e}$ et $S^E_{R,i}$ pour janvier 1970. L'échelle représente 10 gammas et le trait en tirets représente le niveau-zéro.

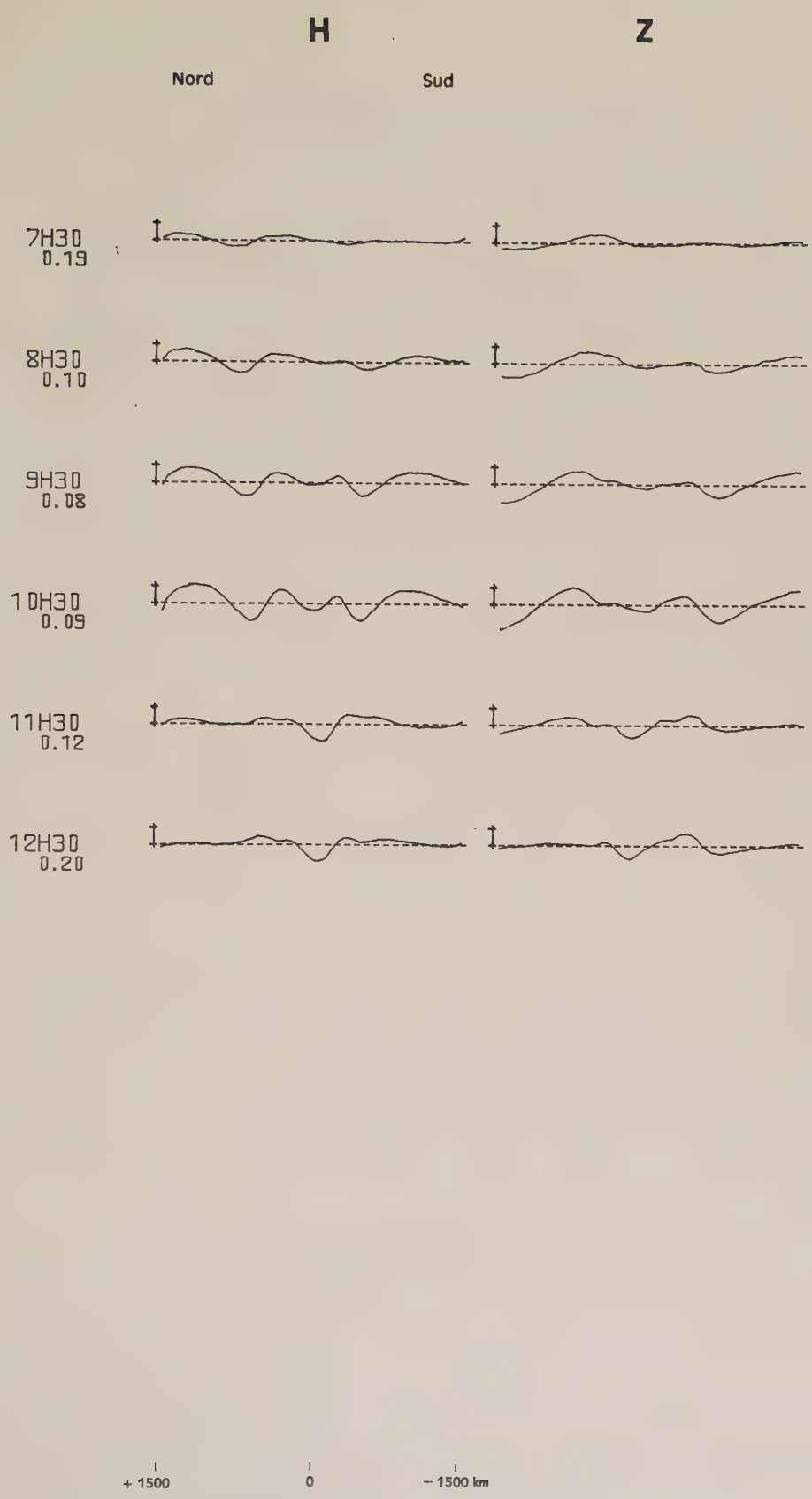


FIG. 23*D*. — Profils des résidus r_{126} sur H et Z, au terme de l'analyse, pour janvier 1970. L'échelle représente 2 gammas et le trait en tirets représente le niveau-zéro.

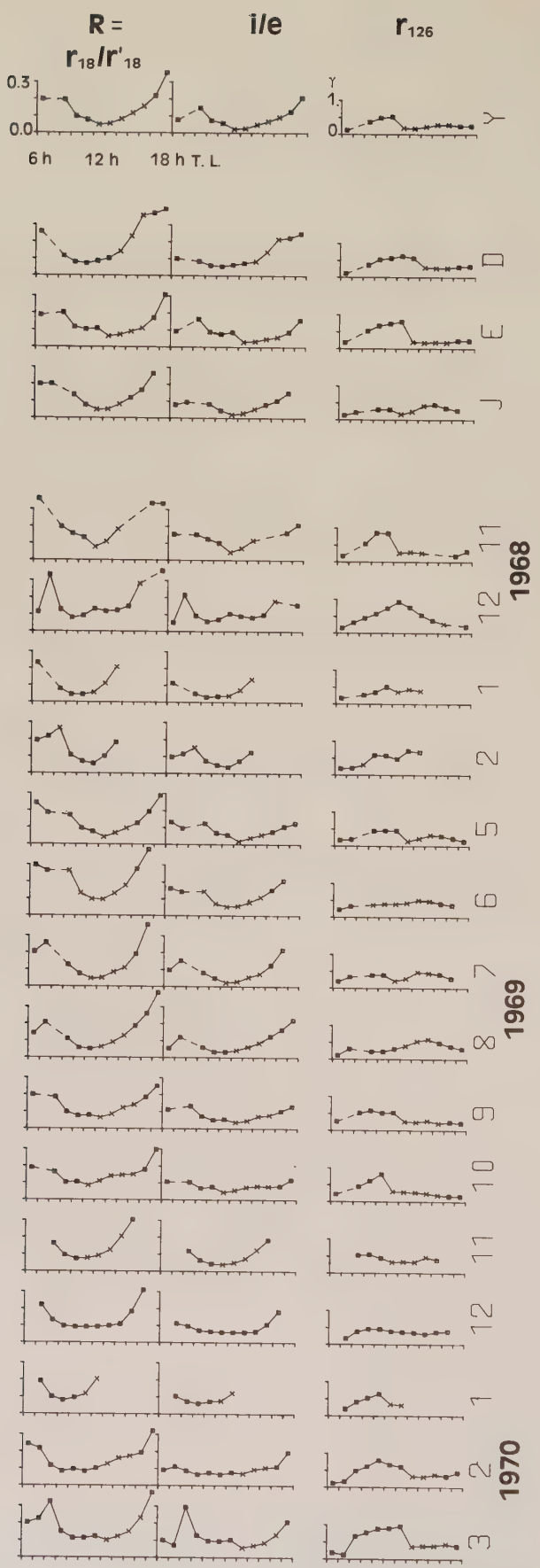


FIG. 24*A*. — Variations journalières de 6 h 30 à 17 h 30, pour l'année (*Y*), les 3 saisons (*D*, *E*, *J*) et les mois, de r_{18}/r'_{18}, *i/e* et r_{126}. Croix : un ruban. Carrés : 2 rubans.

une composante est, après analyse par l'opérateur de Kertz, diminuée sur celle-ci et transmise en partie sur l'autre. Il en est de même en 22*C* sur les profils de *H* de 12 h 30 à 15 h 30 (comparer à 22*B* et 22*A*). Par contre, dans les cas où la définition du S_R^P semble relativement bonne (ainsi en 21*A* de 12 h 30 à 14 h 30), la comparaison des profils correspondants en 21*B* et 21*C* montre comment les résidus se sont presque entièrement résorbés d'une composante à l'autre, puisque les $S_{R,i}^E$ sont pratiquement nuls tout au long des profils.

Un autre commentaire doit être fait à propos de ces profils *C*, et spécialement de ceux de la figure 21. Pour ces derniers (moyenne annuelle où les erreurs d'observation sont les plus minimisées), l'absence totale d'effets internes est remarquable, ceci non seulement en milieu de journée mais aussi bien dans la matinée et l'après-midi : deux questions se posent. D'une part, ce résultat provient-il de la méthode d'analyse elle-même ? En effet, les fonctions *P* et *Q* correspondent aux effets d'un pur ruban externe. La différence $S_R - S_R^P$, qui résulte principalement (aux résidus près) de ces fonctions *P* et *Q* et que nous analysons par l'opérateur, ne peut donc contenir d'effets internes, et les $S_{R,i}^E$ obtenus sont nécessairement nuls. Nous décrivons dans l'appendice *J* une dernière contre-épreuve relative à l'existence des effets internes. Analysant des profils calculés ou bien avec deux rubans externes et leurs images à diverses profondeurs, ou bien avec un seul ruban externe et son image à diverses profondeurs, ou bien avec deux rubans externes pour diverses valeurs du rapport $I_{0,2}/I_{0,1}$, nous comparons les résidus obtenus à ceux de certains des profils annuels. Le résultat est assez probant. Si des effets internes existent, ils correspondraient à une image située à environ 1 800 km, une profondeur où ses effets au sol deviennent d'une amplitude telle que les erreurs d'observation ou d'interpolation (nombre trop petit de stations) dominent. L'autre question est appelée par le fait de la persistance de l'absence de tout effet interne dans la matinée ou l'après-midi. La tentative d'explication que nous donnions à la fin du chapitre 2 (champ inducteur de l'électrojet ayant un gradient faible dans la direction de la rotation de la Terre) semble en effet moins valable dans la matinée et l'après-midi où les courants ne sont plus parallèles à l'équateur. Comment aucun effet interne n'apparaît-il ? Nous croyons que la réponse à cette question est la suivante. Ce que nous analysons par nos profils $S_R^E = S_R - S_R^P$ est uniquement l'anomalie « électrojet », causée par un mécanisme physique qui n'intéresse que la composante Ouest-Est des courants. En parlant d'une manière imagée, nous ne *voyons pas* dans notre analyse la courbure des lignes de courants qui nécessairement induit des effets internes, mais nous voyons seulement la composante Ouest-Est des courants ; comme le gradient en longitude de ces courants reste faible, les effets internes qu'ils peuvent causer restent négligeables.

1.4. Les profils *D* : résidus au terme de l'analyse

Les profils D (résidus finaux de notre analyse), construits avec une échelle cinq fois plus grande, parlent par eux-mêmes. Nous verrons ultérieurement que certains d'entre eux sont systématiquement plus grands quand l'analyse n'a pas réussi à définir deux rubans de sens contraires. Un bon nombre d'entre eux ressemblent en forme aux profils *B*, avec une amplitude plus faible. Un examen attentif ne permet pas d'apercevoir une variation systématique sur l'une ou l'autre composante. Ces résidus proviennent sans doute, pour la plus grande part, des insuffisances de la définition du S_R^P lui-même, plutôt que d'une insuffisance du modèle quadratique par lequel le S_R^E est représenté : une analyse de ce phénomène local est nécessairement plus aisé à réaliser à partir d'observations provenant d'un profil limité que l'analyse du phénomène planétaire que constitue le S_R^P.

2 *Variations temporelles des paramètres moyens de l'électrojet*

Les figures 24 *A*, *B*, *C* sont une tentative pour résumer l'essentiel des variations temporelles des paramètres moyens de l'électrojet. Dans chaque cas (année, saisons, mois), la variation journalière de 6 h 30 à 17 h 30 d'un certain paramètre est illustrée. Les heures pour lesquelles l'analyse a échoué ne sont pas représentées si elles sont en début ou en fin de journée ; si elles s'insèrent entre des heures où l'analyse a réussi, un trait en tirets joint les heures qui entourent la (ou les) valeur manquante. Les croix indiquent qu'un seul ruban a été défini par l'analyse, les carrés, que deux rubans de sens contraire ont été définis. En *B* et *C*, lorsque le paramètre est différent pour les deux rubans, l'extrémité de la flèche représente la valeur de celui-ci pour le second ruban.

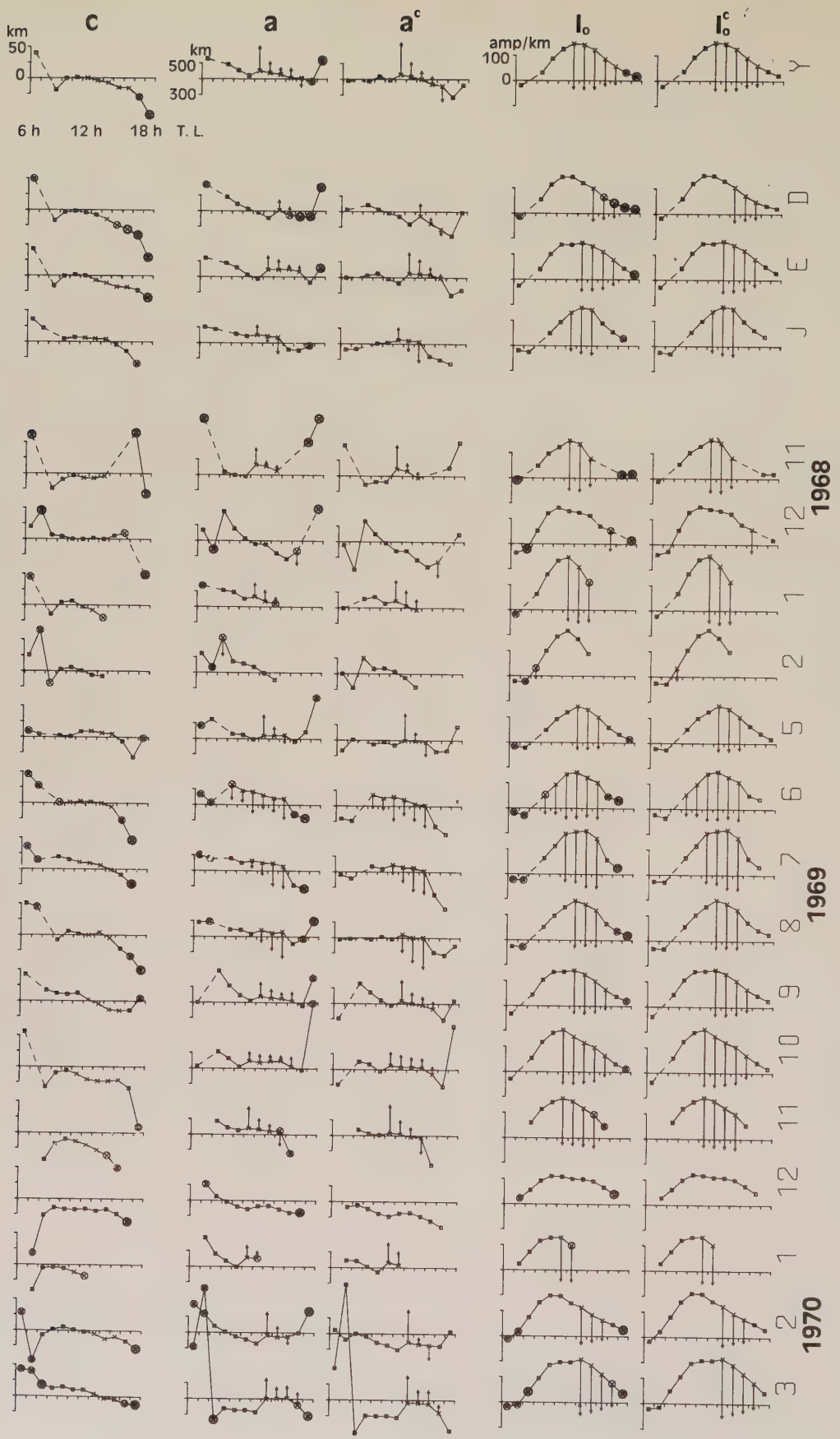


FIG. 24*B*. — Variations journalières de 6 h 30 à 17 h 30, pour l'année, (*Y*), les 3 saisons (*D*, *E*, *J*) et les mois, de *c*, *a* et I_0. Croix : un ruban. Carrés : 2 rubans. En ce dernier cas, l'extrémité de la flèche représente la valeur de *a* (ou I_0) pour le ruban dirigé vers l'Ouest ; avec *a*, les repères d'échelles sont 600 et 1 000 km au lieu de 300 et 500 km. Un (ou deux) cercle : le rapport r_{18}/r'_{18} est supérieur à 0,2 (ou 0,3). a^c et I_0^c : valeurs corrigées par l'abaque de la figure *F* IV (appendice *F*). Le zéro choisi pour *c* est la position du centre à 11 h 30 pour l'année.

2.1. Description des quantités dessinées sur la figure 24

La figure 24*A* concerne la précision de l'analyse, la figure 24*B*, les paramètres eux-mêmes (c, a, I_0), la figure 24*C*, des quantités plus élaborées.

A) R est le rapport r_{18}/r'_{18} (cf. Chap. 3, § 2.3.1) par lequel nous décidons que l'analyse a réussi ($R < 0{,}4$) ; i/e est le rapport des quantités $\sqrt{(\sum y_{i,n}^2)/N}$ et $\sqrt{(\sum y_{e,n}^2)/N}$ où $y_{i,n}$ et $y_{e,n}$ sont les amplitudes des $S_{R,i}^E$ et $S_{R,e}^E$ aux 63 points du profil pour les deux composantes H et Z ($N = 126$) ; r_{126} représente le résidu moyen, en gammas, au terme de l'analyse. Les origines des ordonnées sont à la valeur zéro ; une division vaut 0,1 pour les rapports, 0,5 gamma pour les résidus.

B) c, a et I_0 correspondent aux 3 paramètres résultant de l'analyse ; a^c et I_0^c correspondent aux valeurs a et I_0 corrigées à l'aide de l'abaque (appendice *F*, Fig. *F* IV). L'ordonnée zéro du centre est choisie arbitrairement à 27 km au Nord du parallèle 10° N (c'est-à-dire, la valeur observée à 11 h 30 pour l'année) ; l'ordonnée zéro des demi-largeurs a est 400 km pour le ruban principal, 800 km pour le ruban secondaire ; l'ordonnée zéro des intensités correspond à une intensité nulle. Une division vaut 25 km pour le centre c, 100 km pour la largeur du ruban principal (200 km pour celle du ruban secondaire), 100 A/km pour la densité $I_{0,k}$.

Les points entourés de deux cercles signifient que la valeur de R pour cette heure est supérieure à 0,3, ceux entourés d'un cercle, qu'elle est supérieure à 0,2. Ces symboles permettent de repérer des valeurs pour lesquelles l'analyse est moins précise (voir Fig. 24*A*). Dans la figure 24*C*, ils ne sont indiqués que pour le premier paramètre illustré.

C) q^E est un premier paramètre cherchant à représenter la quantité de courants correspondant au S_R^E : nous l'obtenons en intégrant la fonction $I(x)$ du modèle quadratique sur la largeur $2\,a_1$ du ruban principal, l'extrémité de la flèche indiquant la quantité de courants obtenue en intégrant sur la largeur $2\,a_2$ du second ruban. Les courbes dessinées sous le symbole $q(a_1)$ sont un essai de comparaison entre la quantité de courants correspondant aux nappes planétaires dans la région de l'électrojet (courbe inférieure) et la quantité totale de courants dans cette même région (courbe supérieure). Le domaine d'intégration choisi est la largeur $2\,a_1$ du ruban principal. Pour les nappes planétaires, nous calculons la densité de courants en chaque point du profil par la relation $I(x) = \Delta H(x)/0{,}2\pi$ (ΔH étant exprimé en gammas et I en A/km) où $\Delta H(x)$ est la partie « externe » de l'amplitude du S_R^P de H au point x, puis nous intégrons sur la largeur $2\,a_1$. La quantité résultante $q^P(a_1)$ est donc une estimation de la quantité de courants circulant dans la couche E et engendrant le S_R^P. Notons que la relation utilisée pour calculer $I(x)$ revient à faire en chaque point du profil l'approximation d'une nappe infinie de densité uniforme. D'autre part, nous avons choisi la valeur 2,6 comme rapport externe/interne (Price et Wilkins, 1963). La courbe supérieure correspond à la *somme* de $q^P(a_1)$ et d'une quantité cherchant à représenter sur la *même* largeur $2\,a_1$ ce qui provient de l'électrojet ; pour ce faire, nous intégrons *sur la largeur* $2\,a_1$ l'effet du ruban principal *et* du ruban secondaire, s'il existe. Cette quantité $q^E(a_1)$, dans le cas de 2 rubans, n'est donc pas égale à la somme algébrique des q^E illustrées à gauche de la figure 24*C*, puisque le q^E du second ruban correspond à la quantité de courants intégrée sur la largeur $2\,a_2$. Ce choix, apparemment arbitraire, provient de ce qu'une intégration pour q^P sur toute la largeur du second ruban, souvent double de la largeur du premier, n'aurait pas eu grand sens. Le paramètre illustré par la courbe supérieure représente grossièrement, en cas de 2 rubans, la quantité réelle de courants qui circulent dans la largeur $2\,a_1$ si l'on considère que la décomposition en 2 rubans est une pure fiction de l'analyse (nous reviendrons sur ce point). Il permet aussi une comparaison avec le paramètre H_c, apparemment plus simple, mais dont nous aurons l'occasion de redire qu'il peut être très trompeur (voir par exemple si, à 13 h 30 sur la figure 23*A*, la définition que nous en donnons représente le phénomène observé). La courbe inférieure H_c représente l'amplitude du S_R^P de H au point d'abscisse c du profil, et la courbe supérieure le S_R de H (soit $S_R^P + S_R^E$). Ces deux paramètres ($q(a_1)$ et H_c) sont proches l'un de l'autre, mais le premier saisit peut-être mieux la réalité dans le cas de profils un peu complexes. De plus il correspond à des valeurs intégrées tandis que le second correspond à des valeurs ponctuelles.

Enfin les paramètres r_q et r_H ont à peu près la même signification : l'un et l'autre sont les rapports, pour la quantité concernée ($q(a_1)$ ou H_c), de la part attribuée à l'électrojet et de la part attribuée aux nappes planétaires. Evidemment, et ceci est un problème que nous examinerons, les valeurs *négatives* de ces rapports n'ont pas été dessinées (ce n'est pas un courant — ou un champ — « planétaire » positif qui peut donner naissance à un courant — ou à un champ — « électrojet » négatif). De même, en cas de valeurs très faibles des quantités planétaires, le rap-

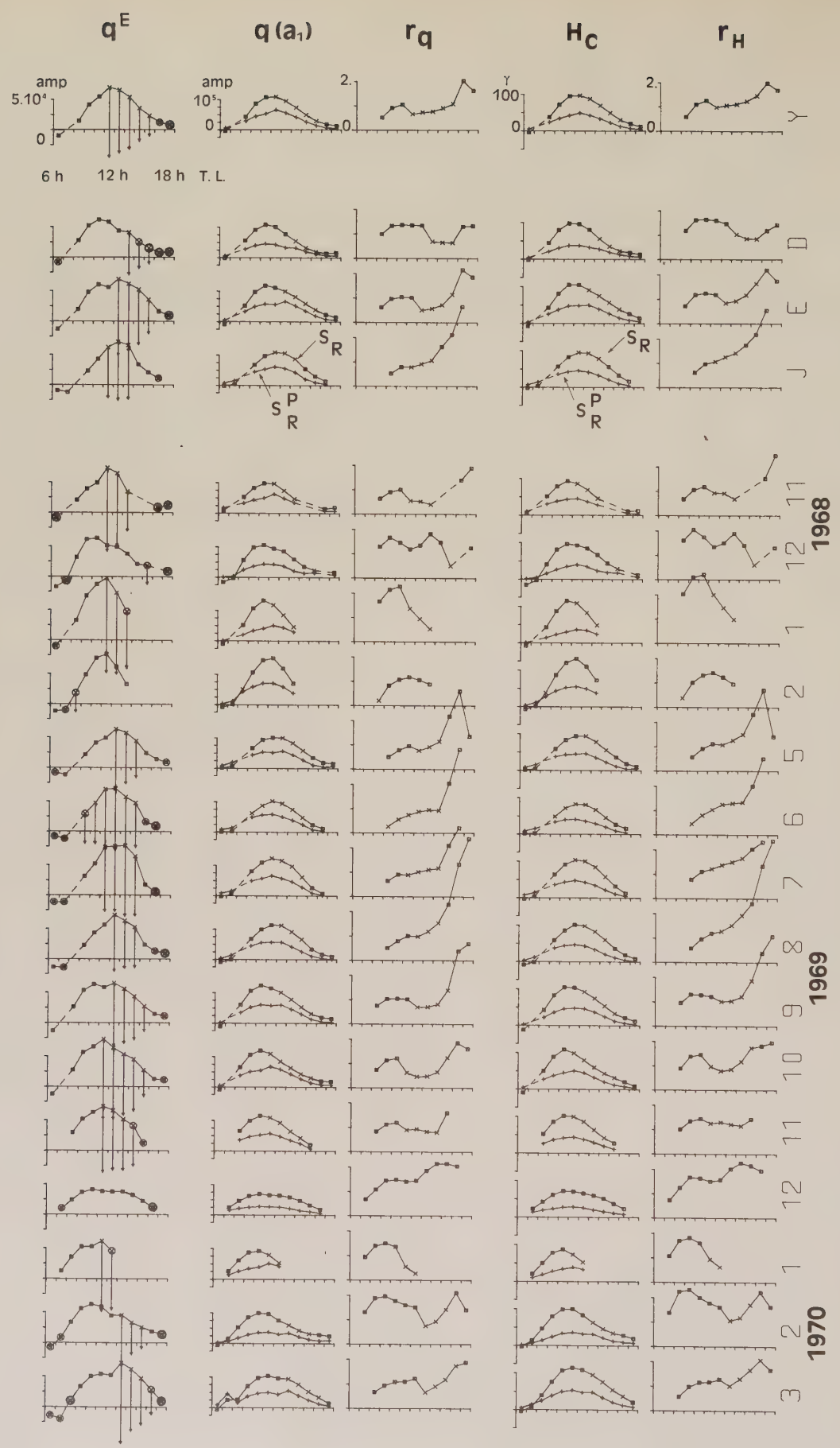


FIG. 24*C*. — Variations journalières de 6 h 30 à 17 h 30, pour l'année (*Y*), les 3 saisons (*D*, *E*, *J*) et les mois, de q^E, $q(a_1)$ et H_c, r_q et r_H. Avec $q(a_1)$ et H_c, la courbe supérieure représente l'effet total (soit le S_R) et la courbe inférieure représente l'équivalent du S_R^P. Croix : un ruban. Carrés : 2 rubans. Pour q^E, la valeur de I_0 du 2^d ruban est représentée par l'extrémité de la flèche. Les cercles de la figure 24*B* ne sont dessinés que pour le paramètre q^E.

port pouvait devenir assez grand : en ce cas, il a été ramené arbitrairement à la valeur 5 (ceci ne se produit qu'en août 1969, à 17 h 30).

Les ordonnées à l'origine correspondent à la valeur zéro pour tous les paramètres de la figure 24*C*. Une division vaut 25 000 ampères pour q, 50 gammas pour H, 1,0 pour r.

Avant d'étudier plus particulièrement tel ou tel des paramètres illustrés sur la figure 24, quelques remarques générales doivent être faites à propos des caractères généraux qui y apparaissent. C'est en effet la première fois que le phénomène « électrojet » est défini avec une précision suffisante pour que sa variation au cours de la journée ou d'un mois à l'autre puisse faire l'objet d'une présentation d'ensemble.

2.2. La précision de l'analyse

La comparaison des variations journalières des paramètres R et r_{126} sur la figure 24*A* est significative : l'analyse est, en valeur relative, beaucoup plus précise en milieu de journée (R plus faible), ceci bien que les résidus r_{126} soient souvent plus grands. Ceci montre bien que l'information donnée par les résidus r_{126} est insuffisante en elle-même. On notera cependant que leur amplitude reste inférieure à 1 gamma, même en milieu de journée. Pour les valeurs annuelles, elle reste inférieure à 0,5 gamma. Ceci doit être jugé par rapport, par exemple, à l'amplitude totale de la variation observée sur les profils de Z, qui est de l'ordre de 70 gammas pour l'année en milieu de journée.

Selon le paramètre R, l'analyse est en général plus précise à 6 h 30 qu'à 17 h 30. Or, selon la figure 24*B* (I_0), on a *toujours* un contre-électrojet à 6 h 30 ($I_0 < 0$) quand l'analyse n'a pas échoué (16 cas sur 19) ; celui-ci est donc mieux défini, malgré sa petite amplitude, que l'électrojet de fin d'après-midi. De plus, l'analyse apparaît souvent moins précise à 7 h 30, quand elle a réussi, qu'à 6 h 30 ; ceci se produit aussi parfois à 8 h 30. La cause en est l'existence de profils de forme plus ou moins complexe, correspondant à la transition entre un pur contre-électrojet et un pur électrojet. En ces cas, ou bien l'analyse échoue (12 cas sur 16), ou bien son résultat est moins bon (décembre 1968, février 1969, mars 1970).

A maints égards, ces formes de transition sont souvent la raison des valeurs plus élevées du rapport R dans l'après-midi ou d'échecs de l'analyse. Les mois de janvier et février 1969, de janvier 1970 sont caractéristiques à ce dernier point de vue. En certains jours individuels de ces mois, des événements « contre-électrojet » particulièrement intenses sont observés. Il en résulte que, lors de l'analyse des valeurs mensuelles, celle-ci échoue systématiquement (voir l'absence de points dès 13 h 30 en janvier 1970 sur la figure 24*A*, et la forme des profils qui n'ont pu être analysés sur la figure 23*A*).

Le rapport i/e mesure la faible amplitude relative ou l'inexistence des courants induits. On peut à cet égard comparer la figure 21*C* et la courbe i/e pour l'année. Il est clair d'autre part que l'ensemble des courbes i/e ressemble de très près aux courbes R. Ceci confirme ce que nous avions dit en comparant les parties *B* et *C* des figures 21 à 23 ; les effets internes $S^E_{R,i}$ obtenus par l'opérateur de Kertz sont systématiquement liés aux résidus de l'étape précédente de l'analyse, tels qu'ils sont obtenus au terme de la sous-étape V. En milieu de journée, le rapport i/e est parfois proche de la valeur 0,1 (par exemple, février 1970) ; nous avons vérifié que, même en ce cas, le profil des $S^E_{R,i}$ ne ressemble aucunement à des effets internes possibles.

Enfin, la variation des r_{126} présente parfois d'une heure à l'autre une diminution brusque ; le plus souvent, on passe alors d'une heure où un seul ruban a été détecté (croix) par l'analyse à une heure où deux rubans ont été détectés (carrés). Ceci montre tout au moins que l'analyse avec 2 rubans est significative en tant qu'elle permet de réduire notablement les résidus. Il est évident d'ailleurs que, à l'heure où le second ruban n'a pu être détecté, celui-ci pouvait en fait exister mais a été éliminé par l'un des critères définis dans l'appendice E, § 3 (par exemple le critère *b*) ; le résidu observé est donc plus grand.

2.3. Les paramètres c, a et I_0

Sur la figure 24*B*, la courbe annuelle du centre c met en évidence ce qui semblerait être *une variation systématique de sa position au cours de la journée*, tandis que les 3 courbes *saisonnières* feraient apparaître un déplacement systématique d'environ 10 km en milieu de journée. On notera que le déplacement observé, le matin, vers le Nord (d'environ 25 à 50 km) est un caractère systématique chaque fois que la valeur de I_0 est négative ; les trois exceptions sont en mai 1969 à 6 h 30 et 7 h 30 et en juin 1969 à 7 h 30. Dans l'après-midi, le déplacement vers le Sud, qui est

assez net pour les courbes annuelles ou saisonnières, est beaucoup moins régulier pour les courbes mensuelles. Nous chercherons à étudier systématiquement les variations de position du centre afin de voir s'il est possible d'en rendre compte ou si elles doivent être imputées aux imperfections de l'analyse.

A propos des deux autres paramètres a et I_0, on peut noter d'abord que la différence entre I_0 et I_0^c est peu perceptible, tandis que celle entre a et a^c est nette, en particulier sur les valeurs annuelles et saisonnières : la variation de la demi-largeur du ruban principal en début de journée est à peu près entièrement éliminée et la valeur de a_1 serait assez stable autour de 400 km (même pour le contre-électrojet du matin). Si l'on donne un poids moins grand aux valeurs entourées de cercles ($R >$ à 0,2 ou 0,3), ceci serait encore vrai pour les courbes mensuelles. Sur les courbes a^c, très peu de valeurs sont inférieures à 300 km ou supérieures à 500 km. Nous chercherons à comparer ces largeurs observées au modèle de Richmond.

Vu les conventions prises pour l'origine (800 km au lieu de 400 km) et l'échelle double, les demi-largeurs a_2 du ruban secondaire dont la densité au centre est de signe contraire (voir les flèches du paramètre I_0), sont en moyenne le double de a_1. Les mois du solstice de décembre sont plus instables à ce point de vue : ceci peut correspondre à une variabilité jour-à-jour plus prononcée des événements contre-électrojet. La détermination des largeurs du second ruban est certainement moins précise que celle des largeurs du premier. La comparaison de divers mois, par la relative stabilité des valeurs d'un mois à l'autre ou d'une heure à l'autre, incite cependant à accorder une relative confiance à ces données.

Les densités I_0 ont une variation journalière qui, naturellement, est maximum en milieu de journée. Le fait important, ici, est évidemment la permanence d'une densité négative à 6 h 30, chaque fois que l'analyse a réussi ; en tous les mois d'été et au mois de mars 1970, I_0 est encore négatif à 7 h 30. Quantitativement, ce résultat est absolument sûr. On notera cependant qu'il est sans doute une caractéristique de ces longitudes (Gouin et Mayaud, 1967, par exemple, ont montré que le contre-électrojet était beaucoup plus intense sur les longitudes africaines). Sur les courbes saisonnières, une différence de phase très nette apparaît : le maximum est vers 11 h au solstice de décembre, entre 10 et 12 h 30 à l'équinoxe, à 12 h 30 au solstice de juin. Enfin, à première vue, le contre-électrojet serait plus régulièrement présent dans l'après-midi durant les mois du solstice de juin. Ceci rejoint une observation de Schieldge (1974), mais doit être corrigé par les échecs de l'analyse en janvier et février 1969, en janvier 1970, qui sont le signe d'événements contre-électrojet particulièrement intenses pendant certains jours de ces mois.

2.4. Les quantités intégrées de courants et les effets en H au centre, comparaison au S_R^P

La figure 24*C* illustre la variation temporelle des quantités élaborées que nous avons décrites. Le principal intérêt du q^E est de donner une estimation plus précise des importances relatives des 2 rubans (si on considère que ceux-ci forment deux entités physiques distinctes) que les densités I_0. Certains détails sont suspects. Ainsi en mars 1970, q^E est plus grand en valeur absolue à 7 h 30 qu'à 6 h 30, tandis que I_0 était le même à ces 2 heures ; cette différence est causée par la demi-largeur a_1, apparemment aberrante (voir 24*B*, la valeur de a_1 à 7 h 30 en mars 1970). D'autres détails sont peut-être plus significatifs. Ainsi les courbes q^E sont souvent moins régulières que celles de I_0 : à l'équinoxe, un petit minimum secondaire existe juste avant l'apparition d'un second ruban, il en est de même en septembre 1969 et mars 1970, et, à moindre titre, sur la courbe du solstice de décembre et en janvier et février 1970. Un minimum secondaire identique existe aux mêmes heures sur le paramètre a_1. Or nous avons noté (appendice *F*, § 2.3) que lorsque l'analyse ne réussit pas à définir un second ruban bien que celui-ci existe mais est d'intensité faible, la largeur *et* la densité sont sous-évaluées : ceci apparaît le mieux sur la quantité q^E où les effets sont multipliés, apparaît encore sur la largeur a_1 dont la variation journalière est relativement faible, mais est difficile à percevoir pour I_0 dont la variation journalière est importante. En conséquence, des petits détails de la variation journalière de la largeur $2\,a_1$ (tels que celui existant à 12 h 30 sur la courbe d'équinoxe) doivent être attribués à une imperfection de l'analyse : ils ne sont pas réels.

Un caractère commun aux paramètres $q(a_1)$ et H_c, et certainement le plus remarquable, est le fait que les courbes inférieures (correspondant au S_R^P) croisent les courbes supérieures (correspondant au S_R), sans que la courbe inférieure change de signe. Ceci signifie que le S_R^E devient de signe contraire au S_R^P et ne se produit pour les valeurs mensuelles, saisonnières et annuelles que dans la matinée. Nous retrouverons un tel fait, dans l'après-midi, lorsque nous étudierons des jours individuels.

Une telle conclusion, qui est certaine du point de vue des valeurs observées et de l'analyse (c'est-à-dire à l'intérieur des limites d'erreur), est extrêmement importante. En effet, on ne peut concevoir que le mécanisme « électrojet » inverse le sens du courant planétaire qui le nourrit. Une explication qui vient à l'esprit serait : 1) que le S_R^P serait, en ce cas, formé lui-même de deux composantes, la composante normale dirigée vers l'Est et une autre composante, plus faible, dirigée vers l'Ouest, 2) que la seconde composante serait plus amplifiée que la première et induirait finalement un S_R^E total qui serait négatif.

Les variations des paramètres $q(a_1)$ et H_c sont par ailleurs assez proches les unes des autres pour que les variations des rapports r_q et r_H soient très semblables, du moins en forme. Leur niveau moyen est systématiquement plus élevé avec r_H qu'avec r_q : ceci est normal puisque H_c est une mesure ponctuelle au centre, tandis que $q(a_1)$ est une mesure intégrée, sur la largeur $2\,a_1$, d'une densité de courants qui décroît de part et d'autre du centre. Une variation brusque du rapport est souvent observée lors du passage d'un à deux rubans ; de nouveau ce trait serait sans doute atténué si l'analyse avait réussi à détecter un second ruban faible à l'heure précédente.

L'absence de rapports en début de matinée ne permet aucune comparaison avec la fin de l'après-midi. Mais il semble que, à ces dernières heures, le rapport soit systématiquement plus élevé qu'en milieu de journée : on aurait pu, *a priori*, imaginer le contraire (à savoir que l'électrojet se diluait). D'un mois à l'autre, en milieu de journée (où les erreurs possibles sont certainement faibles), la valeur du rapport varie beaucoup. Il oscille en moyenne autour de 1 (c'est-à-dire $S_R^P = S_R^E$) et semblerait plus élevé au solstice de décembre qu'au solstice de juin.

3 *La position du centre de l'électrojet*

Dans cette discussion sur la position du centre de l'électrojet, un fait doit toujours rester présent à l'esprit : nous analysons avec un modèle symétrique (loi polynomiale $I(x)$) un phénomène naturel qui peut ne pas toujours être tel pour les raisons multiples que nous indiquerons ci-dessous. Les variations de position du centre, telles qu'elles résultent de notre analyse, ne signifient donc pas nécessairement que le centre réel du phénomène se soit déplacé mais elles peuvent correspondre seulement à une dissymétrie, d'ailleurs variable en importance, du phénomène lui-même. C'est pourquoi nous parlerons du centre « apparent » de l'électrojet.

3.1. Première comparaison avec la position de l'équateur magnétique

Selon le mécanisme physique qui engendre l'électrojet, son centre devrait être situé à l'équateur magnétique, défini par le zéro de la composante verticale à l'altitude du phénomène. Nous utiliserons comme modèle du champ magnétique principal les coefficients Pogo (8/69). Selon ce modèle, l'équateur descend vers le Sud de 1,4 km pour une variation d'altitude de + 10 km à l'altitude de la couche *E*. Nous prendrons comme référence les valeurs données par le modèle à 105 km, pour l'époque 1969.5 ; selon le tableau XI, les mois des solstices de juin et décembre pour lesquels nous avons des observations sont situés symétriquement par rapport à cette époque, tandis que les mois d'équinoxe sont tous postérieurs. Un effet de variation séculaire s'il existe, n'interviendrait donc que pour les valeurs mensuelles, pour celles d'équinoxe et celles de l'année.

Sur la figure 25*A*, nous avons représenté la variation en longitude de la position de l'équateur magnétique ; les longitudes Est croissent vers la gauche de la figure (cette orientation anormale a pour but une comparaison plus aisée avec la variation journalière de la position du centre) et les ordonnées sont en km à partir du parallèle 10° N. Une première idée vient immédiatement à l'esprit : le déplacement, très rapide vers le Sud, de l'équateur à l'Ouest du méridien de nos observations, n'est-il pas la cause du déplacement vers le Sud du centre apparent de l'électrojet dans l'après-midi (voir la courbe annuelle de la figure 24*B*) ? Nous reviendrons sur ce fait. Mais une autre difficulté existe : nos stations sont situées, approximativement, sur le méridien 17° E (voir tableau I). La position de l'équateur serait respectivement à 41,7 et 21,5 km sur les méridiens 15° E et 20° E. Ce taux de variation dépasse déjà les écarts saisonniers de la position du centre apparent en milieu de journée. Le tableau XII donne les distances d (en km), au parallèle 10° N, de l'équateur magnétique pour les longitudes Λ proches du méridien 17° E (environ 30° de longitude de part et d'autre) et les valeurs moyennes d_m pour différents secteurs $\Delta\Lambda$ de longitude.

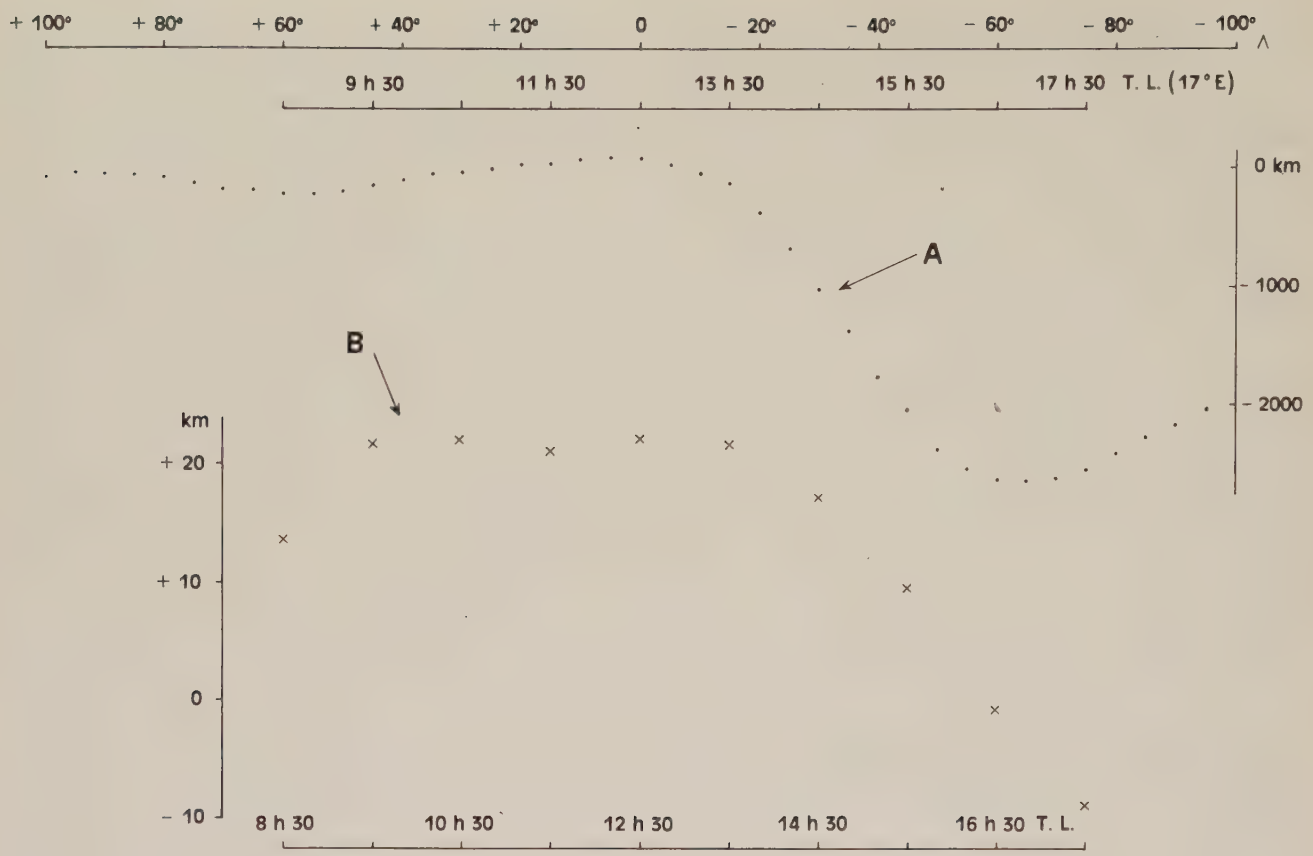


FIG. 25. — *A*) Position de l'équateur magnétique à 105 km d'altitude — modèle Pogo (8/69) — à l'époque 1969.5 en fonction de la longitude géographique et en km par rapport au parallèle 10° N. *B*) Valeurs c_b, moyennes des valeurs mensuelles de la position du centre après correction par les facteurs $\alpha_{v.s.}$, β_H et β_Z.

TABLEAU XII. — Position de l'équateur magnétique

Λ	40°	35° 30°	25° 20°	15° 10°	5° 0°	355° E
d (km)	— 103,6	— 62,7 — 28,3	— 0,8 21,5	41,7 60,2	72,8 69,6	37,0
$\Delta\Lambda$	20°-15°	25°-10°	30°-5°	35°-0°	40°-355°	
d_m (km)	31,6	30,6	27,9	21,8	10,7	

L'ensemble des valeurs du tableau XII montre à l'évidence que toute comparaison *stricte* entre une position de l'équateur magnétique définie par un modèle de champ principal, et la position du centre apparent de l'électrojet est difficile. En effet, si l'équateur magnétique, selon toutes les théories acceptées, commande le phénomène « électrojet », il est naturel de supposer que dans les régions où la position de l'équateur magnétique varie plus ou moins rapidement avec la longitude, le centre apparent que l'on obtiendra à partir d'un profil donné correspond à un lissage moyen de la position de l'équateur magnétique dans une bande plus ou moins large de longitudes. En conséquence, avant de tenter une comparaison avec l'équateur magnétique d'un modèle de champ principal, nous chercherons si les variations de position du centre apparent telles qu'elles apparaissent sur la figure 24*B* peuvent être expliquées.

3.2. Divers facteurs susceptibles de déplacer le centre apparent

Diverses causes peuvent engendrer un déplacement du centre apparent : les unes sont permanentes, d'autres sont variables.

Une première cause permanente susceptible de déplacer le centre apparent de l'électrojet est la « forme » de l'équateur magnétique. Sur la figure 25*A*, les heures T. L. qui sont indiquées ont pour but de montrer, en fonction du temps local de nos observations sur le méridien 17° E, à quelle longitude est situé, à ce moment, l'effet le plus grand de l'électrojet (en supposant que celui-ci se produit à 11 h 30 T. L. sur cette longitude). Ainsi lorsqu'il est 14 h 30 T. L. sur le méridien 17° E, cet effet le plus grand serait sur le méridien 332° E. Il apparaît réellement probable que, à l'Est de cette longitude (c'est-à-dire, en particulier sur notre méridien), les lignes de courants du ruban « électrojet » soient déplacées vers le Sud de manière plus ou moins importante. Nous désignerons par α_f ce facteur relatif à la forme de l'équateur.

Une autre cause permanente est la « dissymétrie du champ principal » de part et d'autre de l'équateur. Sur le méridien 17° E, le gradient d'inclinaison est parfaitement régulier (2° 48 par degré de latitude) et la *forme* des lignes de force est donc parfaitement symétrique. Mais l'intensité du champ de la composante horizontale H est maximum à environ 500 km au Nord de l'équateur et la force totale F est minimum à environ 1 000 km au Sud. Les conductibilités étant fonction de F par l'intermédiaire des gyrofréquences, cette dissymétrie peut introduire un déplacement du centre apparent. Nous désignerons par α_i cet autre facteur relatif à l'intensité du champ principal.

Quant aux causes variables, nous avons pensé que seraient susceptibles d'engendrer un déplacement : 1) la variation séculaire, 2) une dissymétrie du S_R^P de H au long du profil, 3) une dissymétrie provenant de ce que les lignes de courants du S_R^P ne sont pas parallèles à l'équateur magnétique ou que la frontière entre les nappes planétaires n'est pas cet équateur (en ce cas, c'est la courbure des lignes de courant qui a un caractère d'asymétrie par rapport à l'équateur). La première de ces causes est évidemment indépendante de l'heure locale (nous la désignerons par $\alpha_{v.s.}$), il n'en est pas de même des deux autres. La dissymétrie du S_R^P de H peut être mesurée par la différence entre la valeur moyenne du S_R^P de H sur la demi-largeur a_1 au Nord du centre, et sa valeur moyenne sur la demi-largeur a_1 au Sud (soit β_H ce facteur). L'autre dissymétrie peut être approchée de deux manières : soit la valeur moyenne du S_R^P de la déclinaison D sur la largeur 2 a_1, soit celle du S_R^P de Z (soit β_D et β_Z ces deux autres facteurs). Dans le premier cas, cette quantité est un indicateur de la *direction* des lignes de courants à un moment donné et sur la longitude du profil ; dans le second cas, elle est un indicateur de la *courbure* des lignes de courants dans une certaine bande de longitudes ou d'un certain gradient dans l'intensité des courants en fonction de la latitude. A partir de données localisées, il n'est pas possible de préciser si la « courbure » est plus effective que le « gradient » ; on notera cependant que le facteur β_H contient certainement lui aussi une information sur le gradient. Inversement, il est évident qu'à une heure donnée, la direction des courants peut être Ouest-Est ($\beta_D = 0$) mais leur courbure ne pas être nulle ($\beta_Z \neq 0$).

Tableau XIII. — Coefficients de corrélation linéaire entre les facteurs β_H, β_D et β_Z

	6 h 30 8 h 30	7 h 30 9 h 30	8 h 30 10 h 30	9 h 30 11 h 30	10 h 30 12 h 30	11 h 30 13 h 30	12 h 30 14 h 30	13 h 30 15 h 30	14 h 30 16 h 30	15 h 30 17 h 30
(β_H, β_D)	0,67	0,37	0,12	0,21	0,11	0,15	0,09	0,10	0,13	0,13
(β_H, β_Z)	0,72	0,71	0,71	0,72	0,59	0,61	0,75	0,82	0,82	0,71
(β_D, β_Z)	0,23	0,02	0,43	0,52	0,51	0,45	0,29	0,20	0,17	0,16

Le tableau XIII donne les coefficients de corrélation linéaire entre les divers facteurs β pour des groupements de 3 heures consécutives des 15 mois du tableau XI (soit 45 valeurs en milieu de journée, une trentaine seulement en début et fin de journée). Il apparaît que β_D n'est pratiquement pas lié avec β_H, il le serait un peu ($r \sim 0{,}5$) avec β_Z en milieu de journée, par contre, β_Z est lié assez étroitement ($r \sim 0{,}7$ à $0{,}8$) à β_H.

Disons de suite que le facteur β_D a toujours donné une réponse à peu près nulle, à quelqu'heure que ce soit, dans l'analyse par régression multiple que nous décrirons. Nous l'éliminons donc. Le facteur α_i (dissymétrie dans l'intensité du champ principal) a un effet constant.

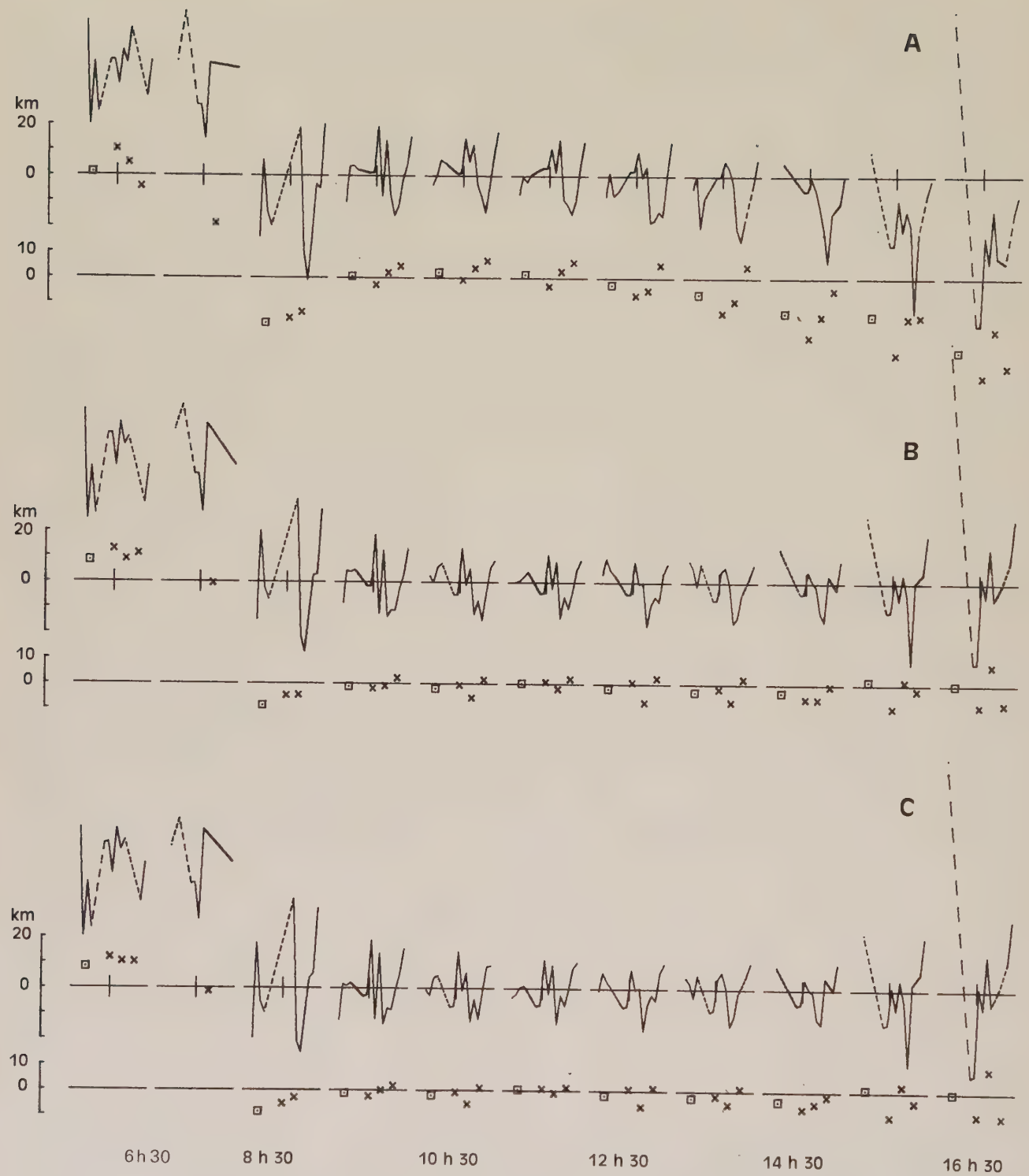


FIG. 26. — Positions du centre pour les valeurs mensuelles (courbes : en ce cas, les valeurs manquantes sont jointes par des tirets, mars et avril 1969 étant inclus dans le dessin pour rétablir la séquence complète de novembre 1968 à mars 1970 ; le trait vertical indique le milieu entre juin et juillet 1969), saisonnières (croix : dans l'ordre *D*, *E*, *J*) et annuelles (carrés). A 6 h 30 et 7 h 30, ne sont dessinées que les valeurs pour lesquelles il y a un contre-électrojet. *A*) Valeurs observées (zéro à 26,7 km au Nord du parallèle 10° N). *B*) Valeurs corrigées par β_H, β_Z et α_f (zéro à 20,3 km). *C*) Valeurs corrigées par $\alpha_{v.s.}$, β_H, β_Z et α_f (zéro à 21,2 km).

Les autres facteurs peuvent avoir une influence variable dans le temps. Ainsi le facteur α_f (forme de l'équateur magnétique), s'il a une influence, dépend de l'heure locale. Le facteur $\alpha_{v.s.}$ (variation séculaire) peut introduire une variation linéaire sur toute la période d'observation, mais ne dépend pas de l'heure locale, ni des saisons. Les facteurs β_H et β_Z dépendent de l'heure locale et des saisons, cette dernière influence pouvant être plus ou moins régulière par suite de la variabilité du S_R.

Manifestement, la position du centre apparent suit une loi différente lorsque le contre-électrojet est prédominant dans la matinée (voir figure 24*B*). Nous analyserons donc à part les heures locales 6 h 30 et 7 h 30.

3.3. Les heures locales 8 h 30 a 17 h 30

3.3.1. *Estimation des effets des divers facteurs*

L'estimation des effets des divers facteurs que nous avons énumérés comporte nombre de détails que nous décrivons dans l'appendice *K*. Les points essentiels sont les suivants.

L'effet du facteur α_i, puisqu'il est constant, peut être traité indépendamment. Nous utilisons le modèle de Richmond (1973) pour évaluer les conséquences de la dissymétrie du champ principal au long du méridien de nos observations. Le déplacement causé ne serait que de — 2 km.

En ce qui concerne les autres facteurs, l'analyse est plus complexe, car nous ne pouvons supposer *a priori* que les facteurs β_H et β_Z ont le même effet, à valeur égale de β_H ou β_Z, au cours de la journée. D'autre part, parce que l'effet du facteur $\alpha_{v.s.}$ varie d'un mois à l'autre, nous ne pouvons le traiter indépendamment des deux facteurs précédents. Nous étudions donc, à l'aide d'une analyse à régression multiple, l'effet de ces 3 facteurs en fonction de l'heure locale sur les valeurs mensuelles c. Les ordres de grandeur obtenus sont : + 6 km/γ pour β_H, — 1 km/γ pour β_Z et — 6 km/an pour $\alpha_{v.s.}$. Le résultat concernant $\alpha_{v.s.}$ est suspect parce qu'il correspond à une variation séculaire de sens inverse de celle du modèle Pogo ou de celle observée pour des observatoires au sol. Cependant, à cause de la réponse deux fois plus élevée du test F de Smédecor quand on applique la correction $\alpha_{v.s.}$, nous distinguons à partir de ce stade deux séries de valeurs corrigées pour la position du centre c, une série corrigée seulement par β_H et β_Z (série c_a) et une série corrigée par $\alpha_{v.s.}$, β_H et β_Z (série c_b).

L'évaluation des effets du facteur α_f est alors faite de la manière suivante. De 9 h 30 à 13 h 30, la position de l'équateur magnétique varie peu selon la figure 25*A*. Or, tandis que la moyenne des valeurs mensuelles c pour chaque heure varie d'environ 8 km, celle des valeurs c_a (ou c_b) ne varie que de 1 km. De part et d'autre, la variation devient importante pour c comme pour c_a (ou c_b) (voir tableau *K*2 dans l'appendice *K*). Parce que les corrections par les facteurs β_H et β_Z ne suffisent pas à réduire la variation de position du centre dans la journée et que celle-ci ressemble à la variation de position de l'équateur magnétique (Fig. 25*B*), nous considérons la différence entre la valeur moyenne de c_a (ou c_b) à 11 h 30 et sa valeur aux autres heures comme étant une mesure de l'effet du facteur α_f.

Ces diverses estimations des effets des facteurs β_H, β_Z, $\alpha_{v.s.}$ et α_f ont été faites à partir des valeurs mensuelles. Un contrôle relatif de leur validité est fait en les utilisant pour corriger les positions du centre obtenues à partir des profils saisonniers ou annuels. La figure 26 illustre le résultat et le tableau XIV donne quelques éléments chiffrés. Nous les discutons ci-dessous.

3.3.2. *La position du centre « réel »*

Le tableau XIV résume les divers éléments de l'analyse précédente. D'une part sont décrits sommairement les divers facteurs qui agissent, d'autre part sont données pour deux groupements d'heures les positions moyennes observées ou corrigées avec leurs écarts-types.

1) Au point de vue de la réduction de la dispersion de la position du centre apparent par les divers effets, il est clair que α_f agit peu entre 9 h 30 et 13 h 30 ; ce sont des heures locales où le centre, en longitude, du phénomène électrojet se déplace dans un secteur où la position de l'équateur magnétique ne varie que peu (voir Fig. 25). Il devient le facteur prédominant, pour les saisons et l'année, avec le groupement 8 h 30-16 h 30. Les facteurs β_H et β_Z jouent dans tous les cas. En particulier, pour l'année (voir courbe journalière de la figure 24*B*), une partie de la variation journalière observée est due à ces facteurs. Le paramètre $\alpha_{v.s.}$ n'agit pas (saisons et année) ou augmente la dispersion (mois) ; son influence doit être jugée par la comparaison des lignes c_a et c_b du tableau *K*3 (légère amélioration de la

TABLEAU XIV. — Description des divers effets sur la position du centre apparent

Cause	α_i dissymétrie du champ principal	$\alpha_{v.s.}$ variation non cyclique	α_f forme de l'équateur magnétique	β_H dissymétrie du S_R^P	β_Z courbure des lignes de courants du S^P
Facteur utilisé	distribution des courants	$p_{v.s.}$	c_a ou c_b	différence Nord-Sud du S_R^P de H	valeur moyenne du S_R^P de Z
Effet constant	oui	oui	—	—	—
Effet variable	—	—	T. L.	S_R^P	S_R^P
Ordre de grandeur de l'effet	~ — 2 km	— 6,2 km/an	~ 30 km	+ 6 km/γ	— 1 km/γ
Origine claire	oui	non	oui ?	oui	oui

Position moyenne (en km) du centre apparent pour 9 h 30-13 h 30 (t_1) et 8 h 30-16 h 30 (t_2). N : nombre de valeurs

	N		centre avant correction	centre après corrections successives par :		
				$\alpha_{v.s.}$	α_f	β_H, β_Z
Mois	74	t_1	25,8 ± 9,9	26,2 ± 10,3	25,8 ± 10,2	21,4 ± 7,6
	116	t_2	20,7 ± 14,5	21,4 ± 14,6	25,1 ± 12,4	21,4 ± 10,8
Saisons	15	t_1	26,4 ± 6,0	27,3 ± 6,0	26,9 ± 5,9	20,3 ± 2,6
	26	t_2	17,8 ± 12,7	18,7 ± 12,8	23,5 ± 7,7	19,0 ± 4,1
Année	5	t_1	25,9 ± 3,1	26,7 ± 3,1	26,2 ± 3,0	20,0 ± 1,0
	9	t_2	17,9 ± 10,0	18,7 ± 10,0	23,6 ± 4,2	19,2 ± 2,7

réduction de la dispersion, spécialement pour les valeurs saisonnières, quand les corrections β_H et β_Z sont appliquées *après* la correction $\alpha_{v.s.}$).

2) Au point de vue de la position moyenne du centre, le facteur α_f ne le déplace vers le Nord que pour le groupement 8 h 30-16 h 30. Ce sens de variation est normal puisque la correction consiste à ramener la position du centre apparent à ce qu'elle aurait été à 11 h 30 T. L., une heure où le centre, en longitude, de l'électrojet est lié à une position de l'équateur magnétique plus au Nord (voir Fig. 25) que dans la matinée ou dans l'après-midi. Très nettement, par contre, les facteurs β_H et β_Z ramènent vers le Sud la position moyenne : ceci signifie que l'électrojet est en général placé sous l'influence du système de courants S_R de l'hémisphère Nord (i. e. β_H est positif et β_Z est négatif : voir les ordres de grandeur des effets de ces paramètres, avec leur signe, dans le tableau XIV). Cette observation rejoint celle que nous avons faite à propos des profils de la composante D des figures 21 à 23.

3) La précision de la détermination de la position du centre semble vraiment excellente pour les valeurs saisonnières et annuelles (colonne de droite du tableau XIV). La dispersion de l'ordre de 8 à 11 km pour les valeurs mensuelles doit pouvoir être attribuée à une origine purement expérimentale (voir les courbes de la figure 26, en B ou C, d'où tout effet saisonnier semble absent). Les positions respectives des valeurs saisonnières pour chaque heure (voir croix de la Fig. 26A) avant réduction par les facteurs β_H et β_Z montrent nettement un déplacement vers le Nord du solstice de décembre au solstice de juin ; son amplitude est faible cependant (20 km au plus) et il est presque entièrement résorbé par les facteurs β_H et β_Z (Fig. 26B ou C).

4) Toutes corrections faites, la position du centre se situe vers 20 km, au Nord du parallèle 10° N. On peut à la rigueur corriger encore cette valeur de l'influence possible du facteur α_i (— 2 km, voir tableau XIV), soit 22 km. Il s'agit alors du centre « réel » de l'électrojet, et non plus du centre « apparent », et donc d'un centre directement

comparable à la position de l'équateur magnétique. Cependant le tableau XII indiquait que cette position (le modèle Pogo (8/69), époque 1969.5, à 105 km d'altitude) varie rapidement en longitude (voir encore Fig. 25) et que toute comparaison stricte semblait vaine. Sur le méridien 17° E, longitude de nos profils, la position serait à 31 km, une valeur déjà assez proche de notre valeur. C'est la moyenne sur la bande de longitude 35° E-0° E (soit environ 4 000 km en longitude) qui donne la valeur la plus proche sinon identique. Ceci signifierait qu'un lissage de la position de l'équateur magnétique dans un secteur de longitudes de cette largeur donne une correspondance presque parfaite entre le centre « réel » observé et la position de l'équateur magnétique.

3.3.3. *Signification physique des divers facteurs*

Au point de vue de la signification physique des divers facteurs qui ont permis de passer du centre « apparent » au centre « réel », celle du paramètre α_i est claire. L'approximation faite pour en estimer l'importance est grossière, mais l'ordre de grandeur est certainement correct : la dissymétrie dans l'intensité du champ ($\leqslant 3$ %) aux bornes du supplément de courants correspondant à l'électrojet n'introduit qu'un faible déplacement. Cependant l'effet de ce facteur étant constant, nous n'avons prouvé en aucune manière qu'il existe réellement.

La signification des facteurs β_H et β_Z est également claire : une dissymétrie de part et d'autre de l'équateur dans l'intensité des courants S_R^P qui nourrissent le S_R^E, la courbure dans un sens ou dans l'autre des lignes de courants S_R^P dans la zone du « supplément » de courants sont autant de facteurs qui doivent avoir une influence. Le premier est plus important que le second (voir tableau K1 pour les pourcentages de réduction de la variance) ; nous verrons qu'il agit encore à 6 h 30 et 7 h 30 T. L. On notera qu'un examen des valeurs de β_H et β_Z montre qu'à certaines heures de certains mois ou saisons, ils peuvent se neutraliser. D'autre part, un essai fait en utilisant pour β_H le rapport entre la dissymétrie Nord-Sud du S_R^P de H et sa valeur moyenne n'a pas donné de résultat meilleur. La valeur obtenue pour l'effet β_H ($\sim$ 6 km/γ) est très grande par rapport à celle correspondant à β_Z ($\sim$ 1 km/γ). Etant donnée l'amplitude de variation de β_H et β_Z, leurs effets sont équivalents bien que celui de β_H soit plus constant. L'amplitude de la correction due à l'un d'eux dépasse rarement 20 km. Toute évaluation théorique quantitative de tels effets est sans doute difficile du fait de la relative grossièreté des paramètres eux-mêmes : différence des valeurs moyennes (Nord-Sud) du S_R^P de H qui reste soumis à des erreurs d'appréciation, lien complexe entre l'intensité du S_R^P de Z et la courbure des lignes de courants. Ceci peut d'ailleurs être l'une des raisons des variations résiduelles qui subsistent : l'estimation des valeurs β_H et β_Z, par l'intermédiaire du S_R^P, est d'une précision insuffisante. Antérieurement, des auteurs (voir diverses citations de Onwumechilli, 1967) ont parlé d'un déplacement de l'axe de l'électrojet avec la déclinaison solaire. Notre analyse montre, croyons-nous, que ce sont plutôt les facteurs β_H et β_Z (par ailleurs très sensibles à la variabilité jour-à-jour du S_R^P) qui sont responsables de tels déplacements. Autrement dit, ces déplacements du centre apparent présentent une très grande variabilité jour-à-jour et ne sont pas *directement* liés à la déclinaison du Soleil.

En ce qui concerne le facteur α_f, nous avons supposé *a priori* que la variation des valeurs moyennes, pour chaque heure locale, de la position du centre apparent après correction par les facteurs β_H et β_Z (voir tableau *K*2, valeurs c_a ou c_b) était une détermination de celui-ci. C'est dire que nous n'avons rien prouvé et que la diminution importante, entre les colonnes $\alpha_{v.s.}$ et α_f, des écarts-type du tableau XIV pour le groupement d'heures 8 h 30-16 h 30 peut être considérée comme un pur artifice de calcul. Sur la figure 25*B*, sont portées les valeurs c_b du tableau *K*2. La similitude entre la forme de l'équateur magnétique et la variation journalière de la position moyenne c_b est loin d'être rigoureuse. En particulier, l'écart entre les valeurs à 8 h 30 et 9 h 30 est plus grand que celui entre 13 h 30 et 14 h 30, alors que le changement de latitude de l'équateur est beaucoup plus grand dans le second cas. Il reste hautement probable cependant que la variation observée pour le centre apparent de l'électrojet soit causée par la variation rapide en latitude de l'équateur magnétique. Un tel trait doit induire des distorsions dans les courants qui constituent l'électrojet. Il est évident cependant que la variation journalière que nous observons à partir de nos profils est un caractère particulier de la longitude où il est situé et aurait une apparence différente sur d'autres longitudes.

Enfin, l'interprétation du facteur $\alpha_{v.s.}$ reste de loin la plus incertaine. Selon le modèle Pogo, la variation séculaire proprement dite de l'équateur magnétique serait de 9,2 km au cours de la période de nos observations sur le méridien 15° E, et respectivement de — 5,4 et + 30,9 sur les méridiens 40° E et — 10° E. Compte tenu d'un effet de lissage par l'extension en longitude de l'électrojet, il est très probable que la valeur positive (déplacement vers le Nord) sur le méridien 15° E représente un ordre de grandeur raisonnable. Nous avons dit que la principale raison

pour laquelle nous avons maintenu, dans la présentation de nos résultats, la série *b* (qui inclut la correction $\alpha_{v.s.}$ telle qu'elle a été déterminée) est qu'elle cause une augmentation importante dans la réponse du test *F* de Snédecor. Deux attitudes peuvent alors être prises. 1) Ou bien l'on considère que la valeur *négative* trouvée pour $\alpha_{v.s.}$ est le résultat d'un pur hasard ; elle pourrait, par exemple, être le fruit d'une interaction complexe des facteurs β_H et β_Z, qui ferait apparaître une pseudo-variation non cyclique au long de la période de nos observations. Il faudrait alors conclure que la brièveté de la période d'observations, la limitation de la précision des analyses et, sans doute, une insuffisance dans la définition du S_R^P ne permettent pas d'atteindre la variation séculaire vraie de l'équateur magnétique. 2) Ou bien l'on considère que cette valeur négative correspond à un phénomène réel ; on doit alors supposer qu'existerait une variation séculaire, d'origine inconnue, dont le taux serait le double de celui de la variation séculaire de l'équateur magnétique et dont le sens serait inverse. La première conclusion est certainement la plus raisonnable. Rappelons que les conclusions relatives à la position du centre réel de l'électrojet ne dépendent pratiquement pas de $\alpha_{v.s.}$.

3.4. Les heures locales 6 h 30 et 7 h 30 : le contre-électrojet

Pour 6 h 30 et 7 h 30, l'origine des ordonnées des courbes *A* de la figure 26 est la même que celle utilisée pour les autres heures. D'autre part, *seules* les valeurs mensuelles pour lesquelles le contre-électrojet prédomine (valeurs négatives de I_0 sur la figure 24*B*) sont prises en compte : sont donc exclues les valeurs de décembre 1969, janvier et février 1970 à 7 h 30, et il ne reste que 12 valeurs pour 6 h 30 et 7 pour 7 h 30. Le déplacement général vers le Nord de la position du centre apparent lorsque le contre-électrojet du matin prédomine est considérable, pour les valeurs mensuelles comme pour les valeurs saisonnières ou annuelles. Il s'agit sans doute de profils où l'intensité du S_R^E est particulièrement faible (le S_R^E de *H* au centre atteint parfois 15 gammas en valeur absolue — décembre 1968 ou septembre 1969 —, il est le plus souvent inférieur à 10 gammas) et la précision sur la détermination du centre doit s'en ressentir. Selon la discussion faite dans l'appendice *F* (voir tableau *F*2), une part du déplacement vers le Nord peut être causée par la méthode d'analyse ($\sim$ 15 km). Cependant nous verrons, en analysant des jours individuels, que lorsque le contre-électrojet prédomine dans l'après-midi et atteint des valeurs bien supérieures (30 à 40 gammas par exemple), le centre apparent est le plus souvent décalé vers le Nord d'une quantité équivalente. L'influence de la méthode d'analyse est alors négligeable. Il s'agit donc bien d'un phénomène réel, quoiqu'il en soit des difficultés de son interprétation.

Nous ne pouvons, à partir de ces seules deux heures, apprécier l'effet du facteur α_f. Dans la figure 26*C*, le facteur $\alpha_{v.s.}$ utilisé est celui qui a été déterminé précédemment. L'analyse de régression multiple, faite pour les 12 valeurs, montre que l'effet du facteur β_Z est négligeable. Celui du facteur β_H est du même ordre de grandeur qu'aux autres heures et de même signe (nous reviendrons sur ce fait important), mais l'estimation d'erreur est plus grande ($p_H = 6{,}9 \pm 2{,}4$ km/γ), bien que le pourcentage de la variance expliquée soit encore de 26 %, et donc du même ordre de grandeur (voir tableau *K*1, appendice *K*) que précédemment. Le tableau XV indique la position moyenne de *c*, c_a et c_b (et les écarts-type à cette position moyenne).

Tableau XV. — Effets des corrections $\alpha_{v.s.}$ et β_H sur la position du centre (en km)

	6 h 30-7 h 30 (contre-électrojet)		
Valeurs	mensuelles	saisonnières	annuelle
N	19	4	1
c	64,2 ± 16,9	64,8 ± 13,2	68,0
c_a	67,5 ± 15,3	69,4 ± 5,7	69,9
c_b	67,6 ± 15,3	70,1 ± 5,5	70,8

La réduction des écarts-types pour les valeurs mensuelles (16,9 à 15,3) est faible ; elle n'était guère plus grande pour 8 h 30-16 h 30, quant à l'effet des corrections β_H et β_Z (voir tableau XIV la différence entre la colonne α_f et la colonne β_H, β_Z : la variation est de 12,4 à 10,8). Mais la correction β_H, calculée à partir des valeurs mensuelles, réduit considérablement l'écart-type des valeurs saisonnières (13,2 à 5,7 ou 5,5). Nous avons souligné qu'il ne s'agit que d'un contrôle relatif (voir page 71) puisque les valeurs saisonnières ne sont pas indépendantes des valeurs men-

suelles. Il semble cependant que l'effet β_H soit bien réel malgré l'estimation d'erreur assez grande sur p_H. La position du centre « réel » serait située vers 70 km au Nord du parallèle 10° N, au lieu de 20 km pour les heures 8 h 30-16 h 30. Il est possible que cette valeur de 70 km soit entachée d'une erreur de — 10 à — 15 km due à la méthode d'analyse (tableau *F*2). La différence de 70 km à 20 km est beaucoup plus grande et doit être considérée comme réelle. Le fait que nous retrouvons un tel effet en cas de pur contre-électrojet dans l'après-midi de jours individuels confirme cette conclusion.

D'où provient cette différence ? Un premier fait, quant à l'action du facteur β_H, est clair : après correction, le centre est déplacé vers le Nord (voir tableau XV). Ceci signifie, étant donné le signe de la correction β_H, qu'en moyenne le S_R^P de H est plus grand au Sud qu'au Nord. Or ce S_R^P est positif et ne peut engendrer un S_R^E de H négatif (contre-électrojet) que si l'on suppose qu'il est lui-même formé de deux composantes, l'une positive (soit S_R^{P+}) et l'autre négatif (S_R^{P-}), avec les conditions $S_R^{P+} > S_R^{P-}$ et $S_R^{E+} \ll S_R^{E-}$, c'est-à-dire que le mécanisme qui provoque l'électrojet serait plus efficace pour le contre-électrojet (−) que pour l'électrojet (+). Dans ces conditions, que le S_R^P de H soit plus faible au Nord qu'au Sud pourrait signifier que la composante S_R^{P-} est plus grande au Nord qu'au Sud, d'où le déplacement moyen du contre-électrojet vers le Nord. A la limite, on pourrait de plus supposer que la composante négative qui nourrit le contre-électrojet provient uniquement de l'hémisphère Nord. Nous savons (Gouin et Mayaud, 1967) que le contre-électrojet du matin présente un effet de longitude considérable : à partir de données simultanées, il apparaît négligeable sur la longitude de Huancayo et est le plus fort sur les longitudes africaines. Ceci veut dire que le caractère spécial du S_R^P qui engendre le contre-électrojet du matin présente, lui aussi, un effet de longitude. Qu'il possède également un effet de latitude (c'est-à-dire, par exemple, que le S_R^{P-} provienne principalement de l'hémisphère Nord) est une pure hypothèse ; elle ne peut, cependant, être exclue.

Une difficulté essentielle subsiste néanmoins, dont on peut considérer qu'elle détruit complètement l'argumentation précédente. Le centre du contre-électrojet est déplacé en moyenne de 40 à 50 km vers le Nord, mais le signe de l'effet du facteur β_H reste le même qu'aux heures 8 h 30-17 h 30 où l'électrojet prédomine. Or, on aurait pu s'attendre à ce qu'il change de signe : le matin, un S_R^P de H plus faible au Nord qu'au Sud signifie, dans le schéma précédent, que le S_R^{P-} est plus fort au Nord qu'au Sud et que le centre devrait donc être déplacé vers le Nord. C'est l'inverse qui se produit, puisque le signe de l'effet du facteur β_H est le même que pour les autres heures.

Finalement nous sommes en présence de deux effets contraires : un déplacement *systématique* moyen vers le Nord d'environ 40 km au moins, un déplacement *irrégulier* (lié à β_H) vers le Sud dont la valeur moyenne est de quelques kilomètres seulement (comparaison des c_a ou c_b et de c du tableau XV). Du premier, nous ne pouvons détecter s'il est lié à un facteur donné ; les écarts-types des lignes c_a ou c_b du tableau XV donnent seulement une estimation des déviations par rapport à la moyenne. L'hypothèse d'un effet planétaire en provenance de l'hémisphère Nord semble la plus probable pour expliquer ce phénomène ; elle reste une hypothèse. Le déplacement irrégulier vers le Sud, lui, semble réel (réduction importante des écarts-types des valeurs saisonnières du tableau XV), mais son sens ne peut être expliqué par la présence (apparemment pure) du contre-électrojet à ces heures ; le déplacement irrégulier reste donc soit suspect, soit d'origine inconnue.

4 La largeur et l'intensité de l'électrojet

Nous étudions ces deux paramètres simultanément non seulement parce qu'ils sont liés l'un à l'autre au niveau de leur détermination (appendice *F*) mais aussi parce que, d'un point de vue théorique, la largeur peut dépendre de l'intensité. C'est pourquoi nous exposerons d'abord quelles sont les variations possibles de ces paramètres selon le modèle de Richmond (1972, 1973).

Nous serons alors à même d'étudier les variations que nous observons.

4.1. Variations des paramètres de l'électrojet selon le modèle de Richmond

4.1.1. *Description du modèle*

Les premiers modèles de l'électrojet équatorial incluaient l'hypothèse d'une inhibition complète des courants verticaux. Untiedt (1967), reprenant une remarque de Price (1965), avait montré qu'en fait cette hypothèse était

inexacte et qu'un système de courants méridionaux existe de part et d'autre de l'équateur. Richmond (1973) tient compte de ce fait mais introduit de plus dans son modèle l'effet des instabilités et des vents neutres. L'équation de base du modèle est de la forme :

$$\vec{J} = \sigma_0 \vec{E}_{\parallel} + \sigma_1(\vec{E}_{\perp} + \vec{v} \wedge \vec{B}_0) + \sigma_2 \vec{e}_{\beta} \wedge (\vec{E}_{\perp} + \vec{v} \wedge \vec{B}_0) \tag{16}$$

où $\vec{J}$ est le courant, σ_0, σ_1 et σ_2 les conductibilités parallèle, de Pedersen et de Hall, $\vec{E}_{\parallel}$ et $\vec{E}_{\perp}$ les composantes du champ électrique parallèle et perpendiculaire au champ magnétique principal $\vec{B}_0$, $\vec{v}$ la vitesse du vent neutre, $\vec{e}_{\beta}$ un vecteur unité parallèle à $\vec{B}_0$.

Le phénomène est supposé *stationnaire* (c'est-à-dire ne dépendant pas du temps) et *constant en longitude* ; cette dernière approximation, apparemment grossière, est justifiée en tant que l'électrojet a une extension en latitude très petite (quelque 800 km quant à la distribution des courants amplifiés) par rapport à son extension en longitude. De plus l'intensité B_0 du champ magnétique principal est supposée constante en altitude et en latitude ; de nouveau, cette approximation est justifiée en tant que l'intensité du champ varie peu dans le domaine de latitudes intéressées.

L'originalité principale du traitement choisi pour le modèle est le choix d'un système de coordonnées magnétiques orthogonales ($\vec{e}_{\beta}$ parallèle aux lignes de force, $\vec{e}_{\alpha}$ perpendiculaire aux lignes de force dans le plan méridien et $\vec{e}_{\varphi}$ dirigé vers l'Est). Deux cas sont envisagés : σ_0 fini et σ_0 infini. Il est montré que l'approximation σ_0 infini donne des résultats très proches de σ_0 fini. Nous ferons systématiquement usage de l'approximation σ_0 infini. Elle présente l'avantage de mettre en évidence, de manière simple, des propriétés importantes ; en effet on peut montrer que E_{β} est alors nul et que les *lignes de force sont équipotentielles*. Par conséquent, E_{α} est constant le long d'une ligne de force. La forme choisie pour les lignes de force est celle d'un dipôle, mais des facteurs géométriques d'échelle permettent de substituer au gradient d'inclinaison du dipôle un gradient quelconque (soit f ce gradient, égal à 1 pour le champ d'un dipôle).

Le modèle permet de calculer les diverses composantes de $\vec{J}$ à partir des données suivantes : 1) les conductibilités σ_0, σ_1 et σ_2 et le champ magnétique B_0, 2) le champ primaire E_{φ}, 3) le vent v_{φ}.

Dans le programme FORTRAN (Richmond, 1972) que nous utiliserons, ces données de base dépendent de divers facteurs ou sont soumises aux restrictions suivantes :

1) Les conductibilités σ_0, σ_1 et σ_2 sont calculées par pas de 2 km entre 80 et 200 km d'altitude, puis extrapolées de 200 à 400 km. Le flux solaire FS sur 10 cm et la distance zénithale χ du Soleil (ceux-ci influent sur la densité électronique) ainsi que l'intensité du champ $\vec{B}_0$ sont les données que l'on peut faire varier. Les autres éléments du calcul sont pris de modèles d'atmosphère existant dans la littérature.

2) Le champ primaire E_{φ} est soumis à la contrainte d'être constant en altitude et en latitude puisque le phénomène est supposé constant en longitude.

3) Le vent v_{φ} est supposé constant en latitude mais peut être rendu variable en altitude selon un profil de forme quelconque.

Nous nous intéresserons essentiellement aux résultats concernant la densité totale de courant J_{φ}, qui est calculée par pas de 2 km en altitude et de un degré en latitude. Nous n'utiliserons en général que la densité intégrée en altitude, qui constitue un profil de la distribution des courants que nous analysons par la loi $I(x)$ quadratique (cf. Chap. 3, § 2.2.2, formule (15)), pour déterminer la demi-largeur a et la densité I_0 au centre. Cette dernière quantité est différente de la densité *totale* de courants, qui inclut ce que Richmond appelle le « background current » (soit I_b) et qui est la densité totale à une latitude très éloignée de l'équateur magnétique. Cette quantité est supposée constante au travers de la région de l'électrojet. Nous utiliserons souvent le rapport R_q entre la quantité intégrée de courants sur la largeur du ruban (elle est égale à $\frac{16}{15} I_0 a$, valeur de l'intégrale définie entre $-a$ et $+a$ de la fonction $I(x)$) et la quantité intégrée de courants I_b (soit $2 I_b a$). On a donc :

$$R_q = \frac{8}{15} \frac{I_0}{I_b}. \tag{17}$$

Cette quantité est analogue au rapport r_q de la figure 24*C* (voir page 64 pour sa définition) ; en particulier, elle exclut les effets internes pour I_b comme ils l'étaient dans l'évaluation de $q(a_1)$ à partir du S_R^P de H. Les différences

proviennent soit de ce que le numérateur de ce dernier rapport peut contenir les effets superposés de deux rubans de sens contraire sur la largeur $2\,a_1$, soit de ce que le dénominateur est obtenu par l'intégration d'une densité variable de courants (proportionnelle au S_R^P de H). Le rapport R_H que nous utiliserons éventuellement est, pour les effets magnétiques à l'équateur, l'équivalent du rapport r_H.

4.1.2. *Effet d'une variation de f, B_0, FS, χ ou E_φ (sans instabilités et avec $v_\varphi = 0$)*

1) L'effet d'une variation de f (gradient d'inclinaison) est évidemment considérable puisque c'est cette quantité qui détermine la courbure des lignes de force. Sur le paramètre largeur, l'effet est inversement proportionnel à f ; autrement dit, plus le gradient est élevé, plus le ruban est étroit. Sur la densité I_0, l'effet est nul. Par conséquent, la quantité intégrée de courants $\left(\frac{16}{15} I_0\, a\right)$ dans le ruban est également inversement proportionnelle à f, mais le rapport R_q (formule (17)) n'en dépend pas. Par contre, la figure 27 indique comment, avec une densité constante au centre $I_0 = 200$ A/km, l'effet ΔH_E au centre du ruban varie en fonction de la largeur.

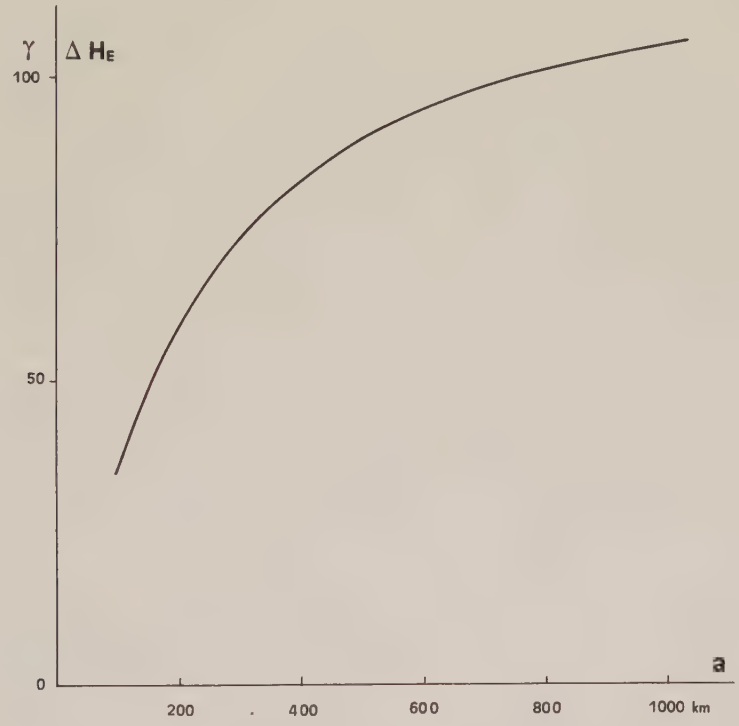


FIG. 27. — Variation de ΔH_E, à densité constante au centre $I_0 = 200$ A/km, pour une demi-largeur a variable.

Sur la longitude de nos profils magnétiques observés, le gradient d'inclinaison est de 2° 48 par degré de latitude géographique selon le modèle Pogo. Il est d'ailleurs parfaitement linéaire sur les 3 000 km d'extension. Dans toutes les estimations que nous ferons par la suite avec le modèle de Richmond, nous utiliserons ce gradient, qui nous donne des valeurs calculées comparables à nos valeurs observées.

2) L'effet d'une variation de B_0 (champ magnétique principal) est pratiquement linéaire aussi bien sur la largeur $2\,a$ que sur les densités I_0 ou I_b. Autour d'une valeur $B_0 = 32\,000$ gammas (valable pour la longitude de notre profil), les variations de a, de I_0, I_b et R_q sont respectivement de $-0{,}5$ %, $-4{,}4$ %, $-4{,}8$ % et $-0{,}4$ % pour une variation de $+1\,000$ gammas. Dans les estimations qui suivent, nous utiliserons une valeur $B_0 = 32\,000$ gammas qui représente la valeur moyenne à l'équateur magnétique sur la longitude de notre profil.

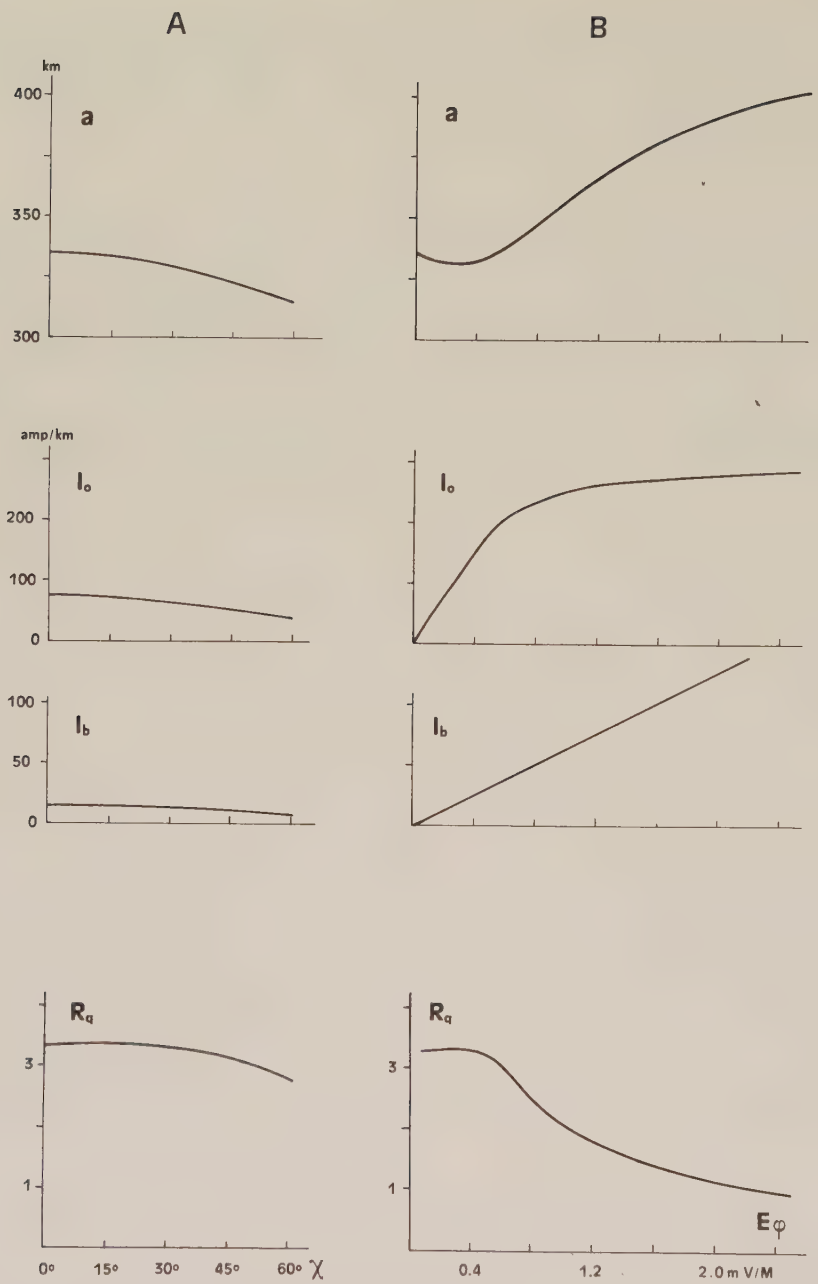


FIG. 28. — Variations de a, I_0, I_b et R_q. *A*) En fonction de χ avec $E_\varphi = 0{,}2$ mV/M. *B*) En fonction de E_φ avec $\chi = 0°$ et en tenant compte des instabilités.

3) L'effet d'une variation FS (flux solaire sur 10 cm) est également pratiquement linéaire. Autour d'une valeur $FS = 150$ (la valeur moyenne pour notre période d'observation, voir tableau XI) les variations de a, I_0, I_b et R_q sont respectivement de + 1,3 %, + 16,9 %, + 17,0 % et 0,5 % pour une variation de + 50. Les effets étant pratiquement identiques sur I_0 et I_b, R_q est pratiquement indépendant de FS. Dans les estimations suivantes, nous utiliserons une valeur $FS = 150$.

4) L'effet d'une variation de χ (distance zénithale du Soleil) intervient principalement par l'intermédiaire des

taux d'ionisation. Elle est illustrée par la figure 28*A* pour les paramètres a, I_0, I_b et R_q. Au-delà de $\chi = 60^o$, tout calcul deviendrait incertain avec le modèle. Dans les estimations qui suivent, nous utiliserons une distance zénithale nulle.

5) L'effet d'une variation de E_φ (champ électrique primaire) est nul sur la largeur 2 a aussi longtemps que les instabilités de plasma ne sont pas prises en compte ; il est strictement linéaire sur I_0 et I_b, avec le même facteur de proportionnalité ; il est donc nul sur R_q. Nous verrons ci-dessous que la variation de E_φ a un effet important dès que les instabilités de plasma sont prises en compte.

4.1.3. *Effet des instabilités de plasma*

Quand le champ de polarisation E_α devient suffisamment grand, des instabilités de plasma peuvent prendre place et donnent naissance dans la couche E aux irrégularités de type I (two-stream irregularity) ou de type II (cross-field irregularity). Richmond n'introduit dans son modèle que les effets des premiers, en partant des équations établies par Rogister (1971). Leur effet est de limiter le champ de polarisation E_α par une valeur critique E_α^{cr} qu'il ne peut dépasser. Puisque E_α est constant le long d'une ligne de force, il suffit de considérer ce qui se produit à l'équateur sur l'apex des lignes de force. Le champ E_α étant maximum vers 100-105 km d'altitude, c'est sur les lignes de force correspondantes qu'il est tout d'abord limité en amplitude, alors qu'il peut rester inchangé aux altitudes plus élevées. La densité des courants est donc plus affectée par une réduction près de l'équateur que de part et d'autre. Il en résulte une diminution relative de la densité I_0 et une augmentation de la demi-largeur a, qu'illustre la figure 28*B*. En fonction du champ E_φ, variant de 0,1 mV/M à 2,5 mV/M, sont portées les variations de la demi-largeur a, des densités I_0 et I_b et du rapport R_q. Pour E_φ inférieur à 0,5 mV/M, l'effet est pratiquement nul sur la largeur (les instabilités n'existent pas encore, et c'est pourquoi tous les effets estimés au § 4.1.2 l'ont été avec un $E_\varphi = 0{,}2$ mV/M), les densités I_0 et I_b croissent linéairement dans la même proportion et le rapport R_q est constant. Au-dessus de 0,5 mV/M, la densité I_b continue à croître proportionnellement à E_φ, mais la densité I_0 tend rapidement vers une valeur limite tandis que la demi-largeur croît. Le rapport R_q décroît lui-même rapidement.

L'existence des instabilités de type I est donc un facteur très important tant pour la largeur du phénomène « électrojet » et son intensité I_0 que pour toute comparaison avec le S_R^P. Elles peuvent être la cause d'une variabilité jour-à-jour.

Cependant, selon les observations actuelles, les irrégularités de type I sont peu fréquentes, tandis que les instabilités de type II, liées à la couche E sporadique équatoriale, sont presque toujours présentes. L'élaboration théorique de l'effet de ces dernières ne permet pas encore de les intégrer dans un modèle mais il est possible qu'elles aient un effet analogue aux irrégularités de type I : une *réduction* du champ de polarisation E_α, qui induirait des effets tels que ceux illustrés sur la figure 28*B*.

4.1.4. *Effet des vents neutres*

Nous décrirons les effets des vents neutres, à l'aide du modèle de Richmond, en utilisant un champ primaire E_φ nul. L'équation (16) s'écrit, en ce cas :

$$J_\varphi = \sigma_2(E_\alpha + v_\varphi B_0). \tag{18}$$

Si le champ primaire E_φ n'est pas nul, on peut montrer que les influences respectives de E_φ et v_φ sont additives, sauf quand les instabilités sont présentes ; mais le couplage reste faible. L'approximation que nous utilisons ne change donc que peu les résultats.

La figure 29 illustre les profils de densité de courants intégrés en altitude entre − 10 et + 10° de latitude du dipôle (soit encore entre − 900 et + 900 km pour un gradient f correspondant au méridien 20 °E), telles qu'ils sont causés par les profils de vents v_φ représentés à droite de chaque courbe. Un changement de signe de v_φ changerait le sens des courants. Une variation de l'intensité de v_φ augmenterait linéairement la densité obtenue pour chaque latitude. Dans le cas des profils A, un vent de − 75 km/seconde descend à des altitudes de plus en plus basses mais devient nul à 100 km d'altitude. Dans le cas des profils B, le vent n'existe que dans une tranche d'une cinquantaine de kilomètres, et culmine à des altitudes de plus en plus basses (140 à 100 km).

Un double fait apparaît : l'effet du vent est toujours pratiquement nul à l'équateur et tend à apparaître plus grand sur les bords du profil ; entre $A1$ et $B5$, le sens de l'effet change de signe bien que le sens du vent ne soit pas changé. Ceci est aisé à comprendre, à partir de l'équation (18), en rappelant d'une part que E_α est constant le long

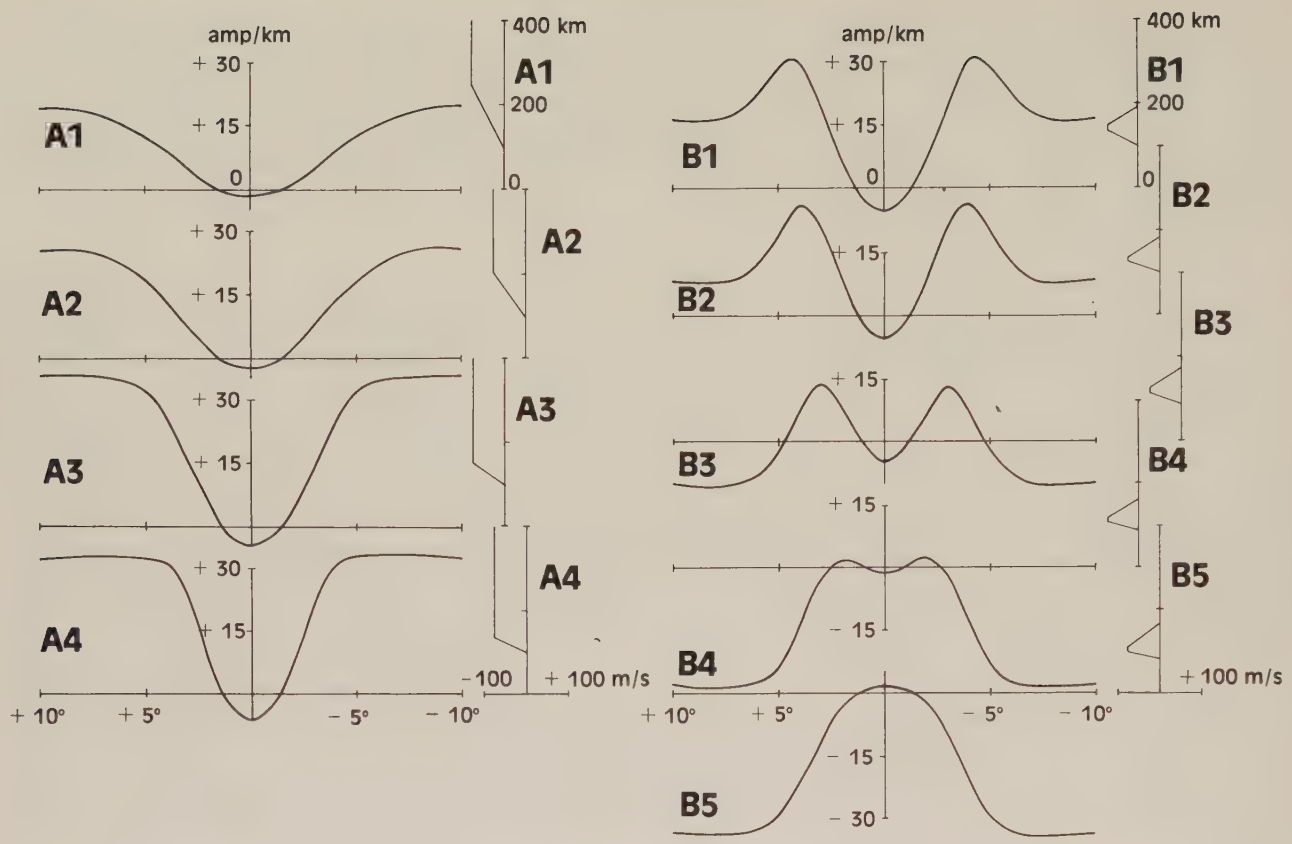


FIG. 29. — Distribution des densités de courants engendrés par divers profils de vents neutres en altitude. Les extremums de vents correspondent à — 75 m/s. Les latitudes des distributions de courants sont celles d'un dipôle ; 10° du dipôle équivalent à 896 km sur le méridien 20° E.

d'une ligne de force et que σ_2 est très petit en dehors de la couche E, en précisant d'autre part que, avec $E_\varphi = 0$ (et l'approximation $\sigma_0 = \infty$), on a :

$$E_\alpha = - B_0 \frac{\int_{s_1}^{s_2} \sigma_1 \, v_\varphi \, ds}{\int_{s_1}^{s_2} \sigma_1 \, ds}, \tag{19}$$

l'intégrale de s_1 à s_2 étant prise le long de chaque ligne de force (α) entre ses deux pieds s_1 et s_2 à l'altitude 80 km.

Parce que σ_2 est petit en dehors de la couche E, il suffit d'apprécier les valeurs de J_φ au niveau de cette couche. Considérons alors les cas extrêmes formés par les profils $A1$ et $B5$. En $A1$, le vent est très faible ou nul au niveau de la couche E dont les pieds des lignes de force sont proches de la latitude 0° ; selon (19), E_α est nul, et, selon (18), J_φ est donc nul *près de l'équateur*. Par contre, sur les lignes de force dont l'apex est aux grandes altitudes et dont les pieds sont loin de l'équateur, E_α n'est pas nul selon (19) ; par conséquent, sur les bords des profils, bien que v_φ soit nul au niveau de la couche E, J_φ, selon (18), n'est pas nul. Autrement dit, par suite du *transfert* de E_α le long des lignes de force, un courant est engendré aux latitudes éloignées de l'équateur par le vent circulant à l'équateur en haute altitude, et ce courant est de signe *opposé* à celui de v_φ selon (19). En $B5$, le vent n'existe que dans la couche E ; pour des lignes de force (α) dont l'apex est dans la région E, le rapport des intégrales de l'équation (19) diffère peu de v_φ parce que v_φ ne varie que peu le long d'une ligne de force, et, par conséquent, J_φ est nul. Par contre, sur les bords du profil, E_α est proche de zéro puisque v_φ est nul sur la majeure partie de la ligne de force dont les pieds sont loin de l'équateur, et J_φ est pratiquement égal à $B_0 \, v_\varphi$, et de *même signe*.

Les formes des autres profils s'interprètent aisément de la même manière. Ainsi en *A*4, des lignes de force dont l'apex est de plus en plus bas ont un E_α différent de zéro et le courant J_φ existe à des latitudes de plus en plus proches de l'équateur. En *B*1, avec la culmination du vent à 140 km, l'effet par transfert est le plus grand vers + 5° (ou − 5°) de latitude, pied des lignes de force culminant à cette altitude.

Un trait relativement nouveau, propre aux régions équatoriales, existe donc selon le modèle de Richmond. Près de l'équateur magnétique, l'effet des vents est toujours pratiquement nul ou du moins très faible ; *en valeur absolue*, il est toujours plus grand de part et d'autre. Ainsi, tandis que le champ primaire E_φ engendre un *excédent* de courants autour de l'équateur, le vent v_φ engendre un *déficit*. La largeur des profils est extrêmement variable, mais en moyenne beaucoup plus grande que celle de l'électrojet proprement dit. Cette différence est liée à la configuration des lignes de force intéressées. Dans le cas de l'électrojet, la largeur est liée à la distance entre les pieds des lignes de force dont l'apex est contenu dans la région *E* ; dans le cas du vent, elle est liée à la distance entre les pieds des lignes de force dont l'apex est nettement au-dessus de la région *E*. Donnons un ordre de grandeur : dans le cas du dipôle, les pieds des lignes de force (à la base de la région *E*, soit 80 km) culminant respectivement à 150, 200 et 300 km, sont à 6°, 8° et 10° de latitude.

Si nous revenons à l'un des cas extrêmes, soit *A*1, de la figure 29, les effets magnétiques sur la composante *H* de tels courants peuvent être schématisés selon la figure 30*A*1. Nous supposons que le S_R^P engendré par le champ primaire E_φ est constant au travers de l'équateur et qu'un certain S_R^E est engendré par l'effet électrojet. Par l'effet des vents (S_V), le S_R^P apparent est plus augmenté sur les bords du profil qu'au centre, et des minimums secondaires apparaissent sur les ailes du maximum dû à l'électrojet proprement dit. Les caractères morphologiques ressemblent de près à ceux que nous observons sur certains de nos profils magnétiques de la composante *H*. Avec l'autre cas extrême *B*5, le S_R^P apparent est plus diminué sur les bords du profil qu'au centre (voir Fig. 30*B*5), la courbure du S_R^P de *H* au travers du profil magnétique en serait augmentée d'autant.

La figure 31 illustre deux cas-type de distribution de courants obtenus avec le modèle de Richmond, en utilisant un champ primaire E_φ égal à 0,9 mV/M et des profils de vents représentant une combinaison de type *A* et de

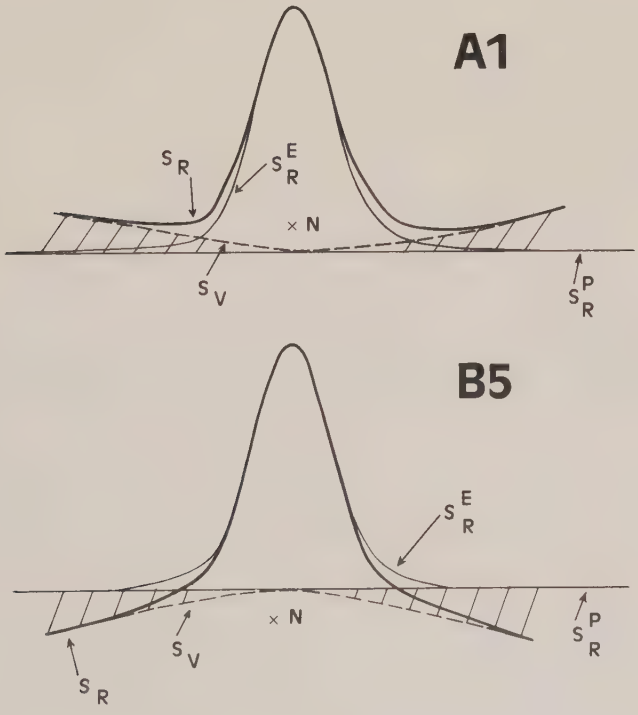


FIG. 30. — Représentation schématique des effets magnétiques en *H* des distributions de courants causés par des profils de vent en altitude du type *A*1 ou *B*5. S_v représenterait l'effet des vents ; le S_R est la somme $S_R^P + S_R^E + S_v$.

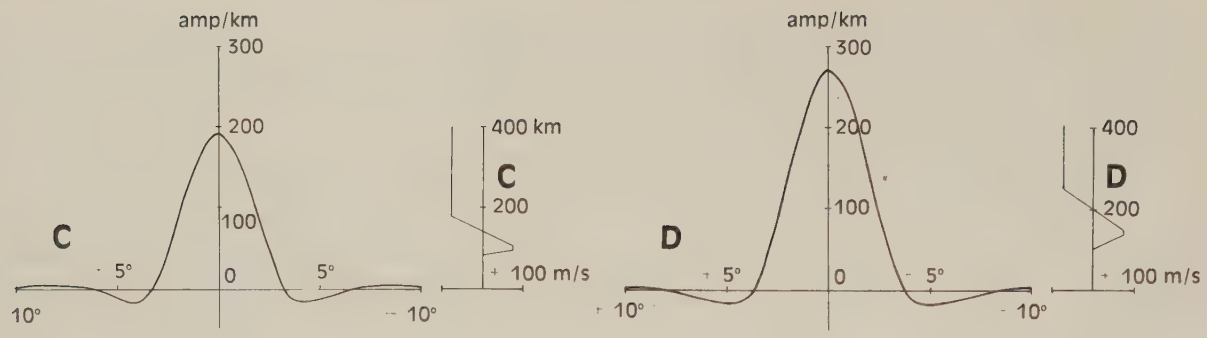


FIG. 31. — Distribution des densités de courants engendrés par les effets conjugués d'un champ primaire $E_\varphi = 0{,}9$ mV/M et de profils de vents neutres en altitude. Le zéro choisi pour les densités est la valeur de I'_b donnée dans le tableau XVI. Les latitudes des distributions de courant sont celles d'un dipôle ; 10° du dipôle équivalent à 896 km sur le méridien 20° E.

type *B* (en renversant le sens du vent dans ce dernier cas). Des minimums secondaires clairs apparaissent. On prendra garde cependant que le zéro choisi sur cette figure est la valeur de la densité de courants à $\pm$ 10° de latitude : il y a donc seulement un courant plus faible aux latitudes des minimums. Le tableau XVI donne le résultat de l'analyse de ces distributions *C* et *D* par deux rubans de sens contraire ($I_{0,k}$, a_k) ainsi que celle de la distribution correspondant à l'effet du seul $E_\varphi = 0{,}9$ mV/M. I_b représente la valeur de la densité « background » en ce cas, tandis que I'_b représente la résultante « background » des effets de E_φ et de v_φ. La valeur de R_q est également indiquée, calculée ici par le rapport $I_{0,1}/I'_b$.

Le second ruban, avec un $I_0 < 0$, est évidemment purement artificiel ; il est un moyen analytique de représenter la distribution sous la forme :

$$I'_b + I_1(x) + I_2(x)\,.$$

TABLEAU XVI. — Résultats de l'analyse des distributions de courants *C* et *D* de la figure 31 (a en km, I_0 en A/km)

	a_1	$I_{0,1}$	a_2	$I_{0,2}$	I_b	I'_b	R_q
$E_\varphi = 0{,}9$ mV, $v_\varphi = 0$	356,6	244,4	—	—	56,9	—	2,29
C	350,1	225,1	691,1	— 39,9	—	109,2	0,94
D	361,0	286,2	871,1	— 22,0	—	40,9	3,56

Les résidus de l'analyse sont du même ordre de grandeur (2 à 4 A/km) que lors des analyses avec un seul ruban que nous avons faites précédemment. L'artifice des deux rubans permet donc encore de bien approcher la distribution de courants. Le ruban I_0 négatif, qui simule l'effet des vents, a une largeur approximativement double de celle du ruban I_0 positif, qui simule l'effet du champ primaire E_φ. Ceci peut être comparé au rapport des largeurs a_1 et a_2 décrites par la figure 24*B*.

La différence essentielle entre les profils *C* et *D* intervient avec les rapports R_q. Pour un E_φ de même valeur et sans vent, le rapport est égal à 2,29. Il est augmenté en *D* parce que l'effet des vents neutres diminue la valeur I_b, c'est l'inverse en *C*. Un calcul fait en superposant les effets de vents de même intensité aux effets d'un E_φ plus faible, accentue encore la variation du rapport R_q. Les vents, encore plus peut-être que les instabilités de plasma (voir Fig. 28*B*), sont donc susceptibles de modifier considérablement les rapports observés r_q sur la figure 24*C*.

On peut aussi bien chercher à voir ce que l'on obtient en superposant au champ primaire E_φ des profils de vents de la figure 31 changés de signe. Soit *C'* et *D'* les distributions résultantes. Ceci consiste à superposer deux distributions de courants $I_{0,1}(x)$ et $I_{0,2}(x)$ de même signe et de largeur différente. En analysant celles-ci par un ruban unique, on obtiendra un accroissement de la demi-largeur a (environ 20 à 30 km) mais c'est surtout le rapport R_q qui sera modifié. Avec *C'*, il deviendrait extrêmement grand parce que on aurait $I'_b = 4{,}5$. Par contre, avec *D'*, on a $I'_b = 72{,}8$, ce qui donne un $R_q = 1{,}61$ (au lieu de 2,29 pour le champ primaire E_φ seul). Il apparaît donc que tout

profil de vent neutre, dont le sens ne s'inverse qu'une ou deux fois dans la couche d'altitudes intéressées, est capable de causer des variations importantes du rapport R_q, et, à un moindre titre, de la largeur.

Notons en terminant cette étude des vents que les profils de vents de type *A* de la figure 28 introduisent nécessairement des effets symétriques de part et d'autre de l'équateur (ce sont les vents de haute altitude et proches de l'équateur qui agissent de part et d'autre). Par contre, des profils de type *B* (vent de basse altitude) pourraient fort bien introduire des effets dissymétriques s'ils n'ont pas la même intensité de part et d'autre de l'équateur.

4.1.5. *Conclusion*

Sur la longitude de nos profils, la demi-largeur de l'électrojet devrait être d'environ 330 km d'après le modèle de Richmond ($f = 1{,}24$ et $B_0 = 32\,000$ gammas) pour un champ primaire E_φ faible et une valeur de *FS* égale à 150.

Un champ primaire E_φ plus fort devrait augmenter la largeur et diminuer le rapport r_q. Les vents sont capables de déformer les profils en donnant l'apparence de deux rubans superposés, le ruban à courants négatifs étant de largeur double ; ils font également varier le rapport r_q dans des proportions importantes. Ce sont là certainement les deux facteurs essentiels.

L'effet du flux solaire a peu de chance de pouvoir être mis en évidence : il fait varier I_0 et I_b. La corrélation que nous chercherons entre ces deux paramètres intègrera sans doute l'effet de ce facteur.

L'effet de la distance zénithale est certainement faible en milieu de journée, et sa variation saisonnière risque d'être masquée par les deux facteurs E_φ et v_φ. C'est peut-être en début ou fin de journée qu'il serait intéressant de mieux connaître l'amplitude exacte de l'effet pour une comparaison avec les valeurs observées.

Notons enfin que l'état présent du modèle ne permet pas d'apprécier ce que serait l'effet de longitude (c'est-à-dire un champ primaire E_φ variable en longitude). Richmond donne cependant une estimation selon laquelle le courant J_φ serait plus faible dans la matinée (ou plus fort dans l'après-midi) que le modèle ne le prédit.

Une dernière remarque s'impose. Dans les évaluations précédentes, nous avons souvent parlé de variation de la largeur 2 *a*. La signification physique de cet élargissement doit cependant être bien comprise lorsqu'il est causé par les instabilités. Ainsi le tableau XVII donne les valeurs de la densité des courants dans le ruban (pour un champ dipôle) engendré par un champ primaire $E_\varphi = 0{,}9$ mV/M en ne tenant pas compte des instabilités et en tenant compte de celles-ci.

Tableau XVII. — Densités (A/km) des courants de l'électrojet sans et avec instabilités pour un champ primaire $E_\varphi = 0{,}9$ mV/M

Latitude	0°	1°	2°	3°	4°
sans	360,1	311,1	170,3	44,6	11,8
avec	247,6	215,6	134,1	43,4	2,4

La distribution de courants ne s'étend pas en latitude quand on tient compte des instabilités mais, comme nous l'indiquions en décrivant ce phénomène (§ 4.1.3), la densité est plus affectée par les instabilités au centre que sur les bords. Si nous nous reportons à la figure 18*A*, un arasement du profil par le haut supprime l'équivalent d'un ruban plus étroit, dont les effets magnétiques correspondent à une distance plus faible entre les extremums du profil de *Z*. Celui-ci s'élargit donc.

Lorsqu'on examine d'autre part les résidus des analyses, par un modèle en

$$I(x) = I_0(1 - x^2/a^2)^2 ,$$

des distributions de courants pour des E_φ croissants (celles-là qui ont servi à établir la courbe de la figure 28*B*), on constate que le résidu moyen diminue en valeur relative (par rapport aux I_0 croissants obtenus) et que la déformation progressive de la distribution réelle de courants se traduit par une variation de forme du profil des résidus ; en particulier, ceux-ci deviennent beaucoup plus faibles sur les bords. Autrement dit, les coefficients I_0 et *a* de la fonction quadratique $I(x)$ s'adaptent bien lors de l'ajustement. Ceci est encore plus vrai des profils magnétiques dont nous avons indiqué (Chap. 3, § 2.2.2.2) qu'ils étaient peu sensibles à des distributions de courants très

différentes (voir encore Fig. 15, U_{400}, la faible différence apparente entre le profil magnétique d'un ruban uniforme et d'un ruban quadratique).

Par conséquent, d'un point de vue physique, les variations de la largeur de l'électrojet dues aux instabilités correspondent beaucoup plus à une modification de la distribution des courants dans une zone à largeur constante qu'à un élargissement réel de cette zone. Ceci cause sans doute une variation *réelle* de la distance observée entre les extremums du profil magnétique Z. Mais les variations du paramètre a_1 que nous observons mesurent plutôt un changement de distribution des courants dans une zone de largeur constante qu'un étalement des courants.

Par contre, dans le cas des vents, il s'agit bien de la superposition de deux distributions de courants à largeur très différente (souvent dans un rapport de 1 à 2). Cependant, s'il s'agit de profils de type C et D (Fig. 31), l'analyse par 2 rubans de sens contraire fournit des paramètres relativement proches de la réalité. Mais, s'il s'agit de profils de type C' ou D' (superposition au même E_φ de profils de vents de sens contraire à ceux de la figure 31) l'analyse avec un seul ruban ne peut que saisir très mal la réalité du phénomène.

4.2. *Etude des largeurs et intensités observées*

On ne peut analyser en même temps toutes les valeurs observées. Par exemple, nous avons dit que le rapport r_q (Fig. 24C) devient sans signification lorsque $I_{0,1}$ est négatif et que la valeur correspondante pour le S_R^P est positive (contre-électrojet du matin). Nous examinerons ces cas en dernier et nous commencerons par étudier les heures où la densité I_0 du ruban principal est positive, sans exclure cependant, en un premier stade, celles où un ruban secondaire de sens contraire lui est superposé.

Nous utiliserons systématiquement les valeurs corrigées pour les largeurs a et les densités I_0. Elles sont directement comparables aux a et I_0 du modèle de Richmond. Cependant l'étude des densités elles-mêmes n'a guère d'intérêt : c'est leur comparaison avec une quantité représentant le phénomène primaire (S_R^P) qui est intéressante. Nous examinerons donc surtout la variation des quantités r_q analogues aux R_q (voir formule (17)) définies pour le modèle Richmond. Comme paramètre de référence analogue au I_b (« background current ») de ce modèle, nous prendrons :

$$I_P = q(a_1)/2\,a_1. \tag{20}$$

Selon la définition de $q(a_1)$, I_P représente la densité moyenne des courants *externes* sur la largeur $2\,a_1$, qui engendrent le S_R^P.

4.2.1. *Electrojet à ruban principal dirigé vers l'Est*

4.2.1.1. *Première analyse.* Le tableau XVIII donne les valeurs elles-mêmes des largeurs du ruban principal obtenues par l'analyse des profils annuels (Y) ou saisonniers (D, E, J) ou la moyenne m de celles obtenues par l'analyse des profils mensuels ; en ce cas, leur écart-type est indiqué.

Les valeurs Y, D, E, J sont celles dessinées sur la figure 24B (a^c) ; nous laisserons de côté les valeurs de 17 h 30 ; l'écart-type de la moyenne m manifeste qu'elles sont mal déterminées, ceci à cause de l'intensité très faible du phénomène à cette heure. Selon le modèle de Richmond, nous devrions trouver une valeur minimum de 330 km pour un

TABLEAU XVIII. — Largeurs du ruban principal (en km) pour l'année (Y), les saisons (D, E, J) et la moyenne des mois (m) avec leur écart-type (σ)

	8 h 30	9 h 30	10 h 30	11 h 30	12 h 30	13 h 30	14 h 30	15 h 30	16 h 30	17 h 30
Y	386	415	393	427	414	400	367	358	283	361
D	439	411	390	367	318	369	323	287	243	394
E	410	422	390	363	422	419	415	394	287	320
J	—	401	404	423	422	412	318	297	272	—
m	421	408	387	392	486	375	366	304	291	449
σ	91	48	41	52	48	40	51	50	73	136

champ primaire E_φ faible avec une distance zénithale nulle (Fig. 28*B*). Les largeurs observées semblent nettement plus faibles à 15 h 30 et 16 h 30, ce qui pourrait être imputé à un effet de la distance zénithale (Fig. 28*A*). Aux autres heures, les largeurs observées semblent nettement plus grandes que les valeurs prévues par le modèle. Ainsi la largeur la plus grande observée pour l'année (427 km) à 11 h 30 correspond à un $I_P = 65{,}3$ A/km, soit encore un $E_\varphi = 1$ mV/M ; le modèle prédit une largeur d'environ 360 km seulement. Pour les moyennes mensuelles (*m* du tableau XVIII), la largeur observée à 8 h 30 apparaît également particulièrement grande. Cependant une décroissance systématique existe de 11 h 30 à 16 h 30, qui semble devoir correspondre à la décroissance de I_P (variation journalière de l'intensité du S_R^P, et donc de l'électrojet).

Etant donné l'importance des écarts-types pour les valeurs mensuelles ($\sim$ 50 km), il serait vain de chercher à évaluer une influence du flux solaire *FS* dont les variations restent faibles (voir tableau XI). Rappelons qu'une variation de *FS* de 150 à 200 cause une variation de 1,3 % seulement de la largeur.

Bien que le modèle prévoit une relation non linéaire entre a et I_b, et donc a_1 et I_P, nous avons cherché à évaluer le coefficient de corrélation linéaire entre a_1 et I_P. Il est égal à 0,40 seulement pour les valeurs mensuelles de 8 h 30 à 16 h 30. Il est plus élevé (0,57), avec en même temps une réponse élevée du test de Snédécor ($F = 43{,}7$), pour les heures 10 h 30 à 16 h 30. Ceci confirme la remarque déjà faite : les largeurs sont anormalement grandes dans la matinée.

En ce qui concerne les r_q, le tableau XIX, analogue du tableau XVIII, donne un premier élément d'information.

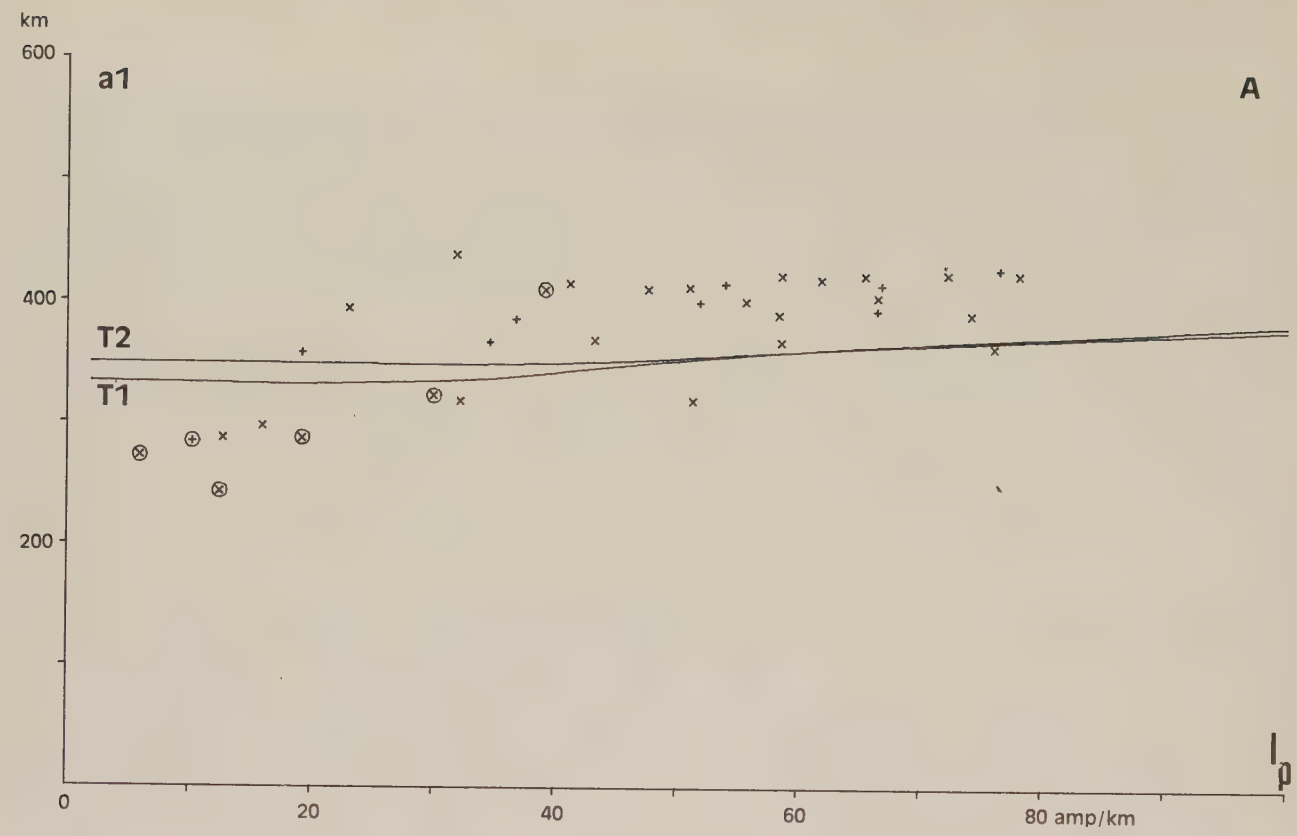
TABLEAU XIX. — Rapports r_q (S_R^E total/S_R^P) pour l'année (*Y*), les saisons (*D*, *E*, *J*), et la moyenne des mois (*m*) avec leur écart-type (σ). Les rapports *Y*, *D*, *E*, *J* sont soulignés s'il y a 2 rubans. *n* : nombre de cas où un double ruban existe dans les 15 mois

	8 h 30	9 h 30	10 h 30	11 h 30	12 h 30	13 h 30	14 h 30	15 h 30	16 h 30	17 h 30
Y	0,51	0,91	1,04	0,66	0,72	0,76	0,90	1,07	2,01	1,62
D	0,98	1,32	1,36	1,35	1,33	0,69	0,64	0,64	1,30	1,31
E	0,60	0,96	1,03	1,01	0,50	0,55	0,71	1,13	2,15	1,84
J	—	0,52	0,79	0,78	0,91	1,06	1,61	2,11	3,25	—
m	1,00	1,09	1,19	0,99	0,92	0,92	1,13	1,64	2,55	3,77
σ	0,47	0,53	0,42	0,30	0,34	0,42	0,41	0,53	0,80	5,25
n	1	1	1	7	10	11	10	5	0	0

De nouveau, nous laisserons de côté les valeurs de 17 h 30 : leur écart-type manifeste qu'elles sont mal déterminées. Une certaine variation journalière semble apparaître. Mais le fait essentiel est celui qui était déjà illustré par la figure 24*C* : aux heures où un second ruban a été détecté par l'analyse, le rapport est souvent plus faible. Dans le tableau XX, nous donnons les valeurs r_q calculées en ne prenant en compte que le ruban principal (toujours dirigé vers l'Est, aux heures que nous étudions ici). La suite des valeurs est plus régulière, et les écarts-types plus faibles.

TABLEAU XX. — Rapports r_q (S_R^E du ruban principal/S_R^P) pour l'année (*Y*), les saisons (*D*, *E*, *J*) et la moyenne des mois (*m*) avec leur écart-type (σ)

	8 h 30	9 h 30	10 h 30	11 h 30	12 h 30	13 h 30	14 h 30	15 h 30	16 h 30
Y	0,51	0,91	1,04	1,06	1,18	1,30	1,39	1,67	2,01
D	0,98	1,32	1,36	1,35	1,33	1,28	1,27	1,34	1,30
E	0,60	0,96	1,03	1,01	1,04	1,19	1,51	1,92	2,15
J	—	0,52	0,79	1,01	1,28	1,55	1,61	2,11	3,25
m	1,02	1,11	1,21	1,24	1,29	1,41	1,76	1,96	2,61
σ	0,44	0,50	0,39	0,26	0,19	0,27	0,27	0,30	0,76



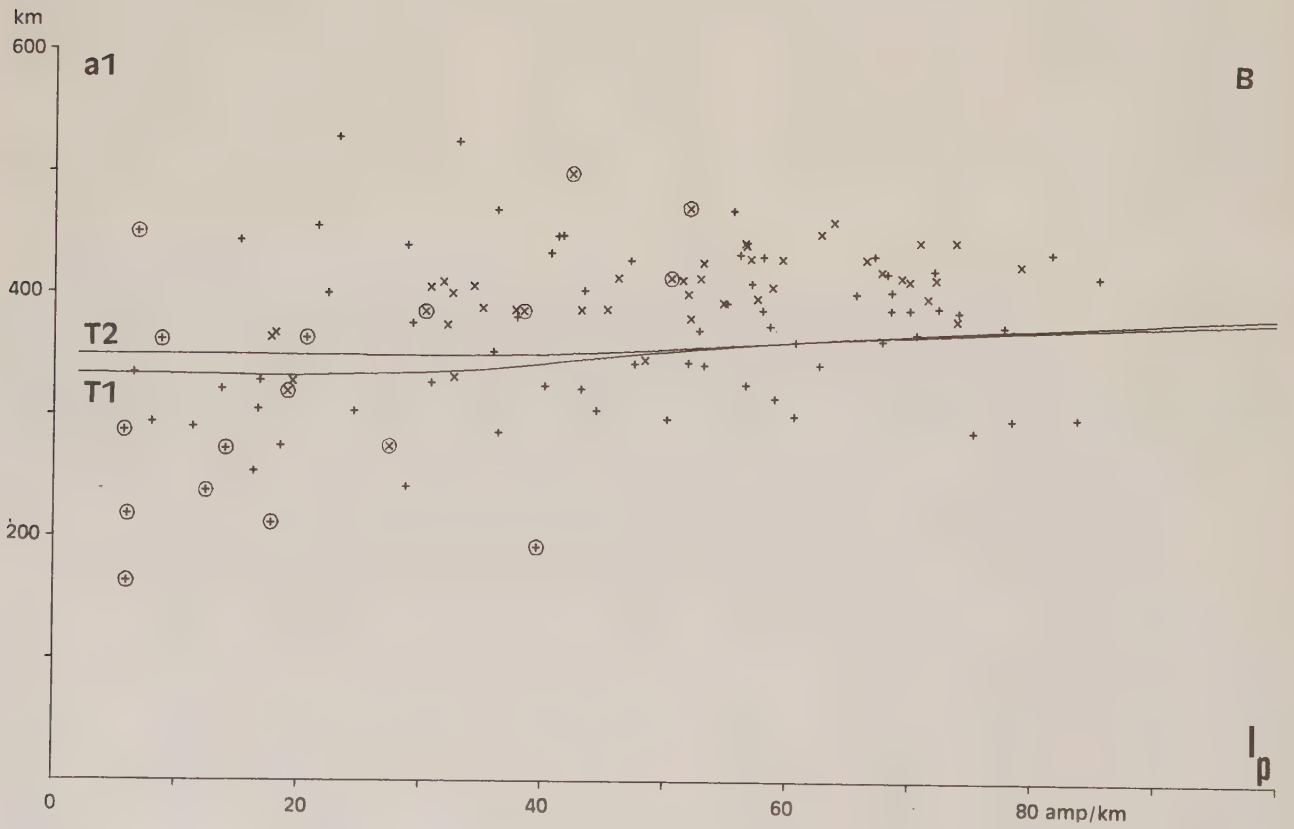


FIG. 32. — Variation des largeurs a_1 (ruban principal dirigé vers l'Est) en fonction de I_P. Cercles : valeurs pour lesquelles $r_{18}/r'_{18} > 0{,}20$. T_1 et T_2 : courbes théoriques. *A*) Valeurs annuelles (+) et saisonnières (×). *B*) Valeurs mensuelles : (+) ruban unique, (×) deux rubans.

Les différences entre les r_q des tableaux XIX et XX montrent bien que le second ruban représente un autre phénomène qui tend à brouiller la corrélation possible entre S_R^E et S_R^P. Ceci est confirmé par le calcul des coefficients de corrélation entre $q(S_R^P)$ et $q(S_R^E$ total) ou $q(S_R^E$ du ruban principal). Pour les valeurs mensuelles de 8 h 30 à 16 h 30, ils sont respectivement égaux à 0,66 et 0,78. D'un coefficient à l'autre, 46 valeurs seulement sur 117 contribuent à la différence. Les grandes largeurs observées pour le second ruban, quand il existe, semblent devoir être interprétées par un effet des vents neutres (voir § 4.1.4). Pour étudier les relations entre I_P et r_q, nous utiliserons donc des rapports r_q tels que ceux donnés dans le tableau XX, qui correspondent au *seul* ruban principal.

Ces rapports apparaissent en général nettement plus faibles que les rapports R_q prévus par le modèle (Fig. 28*b*). Ainsi à 11 h 30, pour l'année, selon la valeur de I_P, on devrait avoir $r_q = 2{,}1$ environ au lieu de la valeur 1,06 observée. De 11 h 30 à 16 h 30, une croissance assez claire existe, qui correspond sans doute à la décroissance de I_P : ceci est bien l'effet prévu par le modèle. Mais comme pour les largeurs, les valeurs du matin semblent anormales parce que plus faibles qu'autour de 11 h 30.

4.2.1.2. *Comparaison avec le modèle de Richmond.* Les figures 32 et 33 illustrent les variations des paramètres a_1 et r_q (S_R^E du *seul* ruban principal/S_R^P) en fonction de I_P. Les valeurs annuelles ou saisonnières sont représentées séparément des valeurs mensuelles (en *A* et *B* respectivement). Pour les valeurs mensuelles, les cas où un seul ruban a été détecté sont représentés par le symbole (+), les cas où le second ruban a été détecté par le symbole (×). Enfin les valeurs pour lesquelles le rapport r_{18}/r'_{18} est supérieur à 0,20 (voir courbes *R* de la figure 24*A*) sont entourées d'un cercle pour rappeler que la détermination des paramètres est moins bonne.

La dispersion, pour une même valeur de I_P, est très grande qu'il s'agisse de a_1 ou de r_q. Elle tend cependant à être plus faible pour les valeurs élevées de I_P : ceci est dû, surtout en ce qui concerne a_1 (nous reviendrons sur une autre cause de la dispersion des valeurs de r_q), à ce que la détermination des paramètres de l'électrojet est plus précise quand le phénomène est plus intense, c'est-à-dire quand I_p est plus grand.

Comparée à la valeur élevée obtenue pour le coefficient de corrélation entre $q(S_R^P)$ et $q(S_R^E$ du seul ruban principal), soit 0,78 pour les heures 8 h 30 à 16 h 30, la dispersion des valeurs r_q en 33*B* semble particulièrement grande. Ceci montre combien un coefficient de corrélation élevé peut être ambigu parce qu'il peut masquer une dispersion encore assez grande : il signifie seulement que le grand axe du nuage de points est nettement plus long que le petit axe.

Deux courbes théoriques, relatives au modèle de Richmond, sont représentées sur chacune des figures. Les premières, T_1, sont les mêmes que celles de la figure 28*B*, et correspondent donc à une distance zénithale nulle. Les valeurs observées sont systématiquement soit en dessus (a_1) soit en dessous (r_q). Richmond (1973, page 1107) note que les fréquences de collision des électrons qu'il utilise dans son modèle et qui nous ont servi pour le calcul des courbes T_1 sont peut-être trop faibles. Les courbes T_2 ont été calculées en prenant des fréquences de collision des électrons deux fois plus grandes. Le déplacement obtenu vers les valeurs observées n'est significatif que pour les faibles valeurs de I_P. Il est peu probable qu'un ajustement plus précis des fréquences de collision permette de déterminer des courbes *T* qui passent à travers les valeurs médianes des valeurs observées.

La dispersion, sur laquelle nous reviendrons, empêche toute comparaison certaine, surtout dans le cas des a_1, entre courbes théoriques et valeurs observées. En particulier le palier constant des courbes théoriques dans la région $0 < I_P < 20$ ne peut être identifié à travers les valeurs observées. On peut cependant dire que la croissance des a_1 ou la décroissance des r_q avec I_P croissant, paraît être de l'ordre de grandeur prévu par le modèle de Richmond. Ceci confirmerait l'importance des instabilités dans le phénomène « électrojet ». Sans doute, Richmond n'intègre dans son modèle que les instabilités de type I qui sont rares. Mais nous avons dit que les instabilités de type II, dont la présence est presque permanente, ont une influence probable.

Le décalage entre les valeurs observées et les courbes théoriques *T* reste important. Trois raisons peuvent être invoquées pour l'expliquer :

a) l'effet des instabilités du type II serait nettement plus important que celui des instabilités de type I, en particulier pour les faibles valeurs de E_φ et I_P (rappelons que le phénomène de couche *E* sporadique équatoriale est constamment présent, le matin et le soir, à condition que le contre-électrojet ne soit pas présent),

b) la valeur observée I_P ne mesure pas le champ électrique E_φ parce qu'un effet des vents neutres, de sens systématique, l'augmente et diminue la valeur de r_q ; comme le régime des vents est plutôt symétrique par rapport à l'équateur géographique et que l'équateur magnétique est à environ 10° N, un tel effet systématique est tout à fait possible,

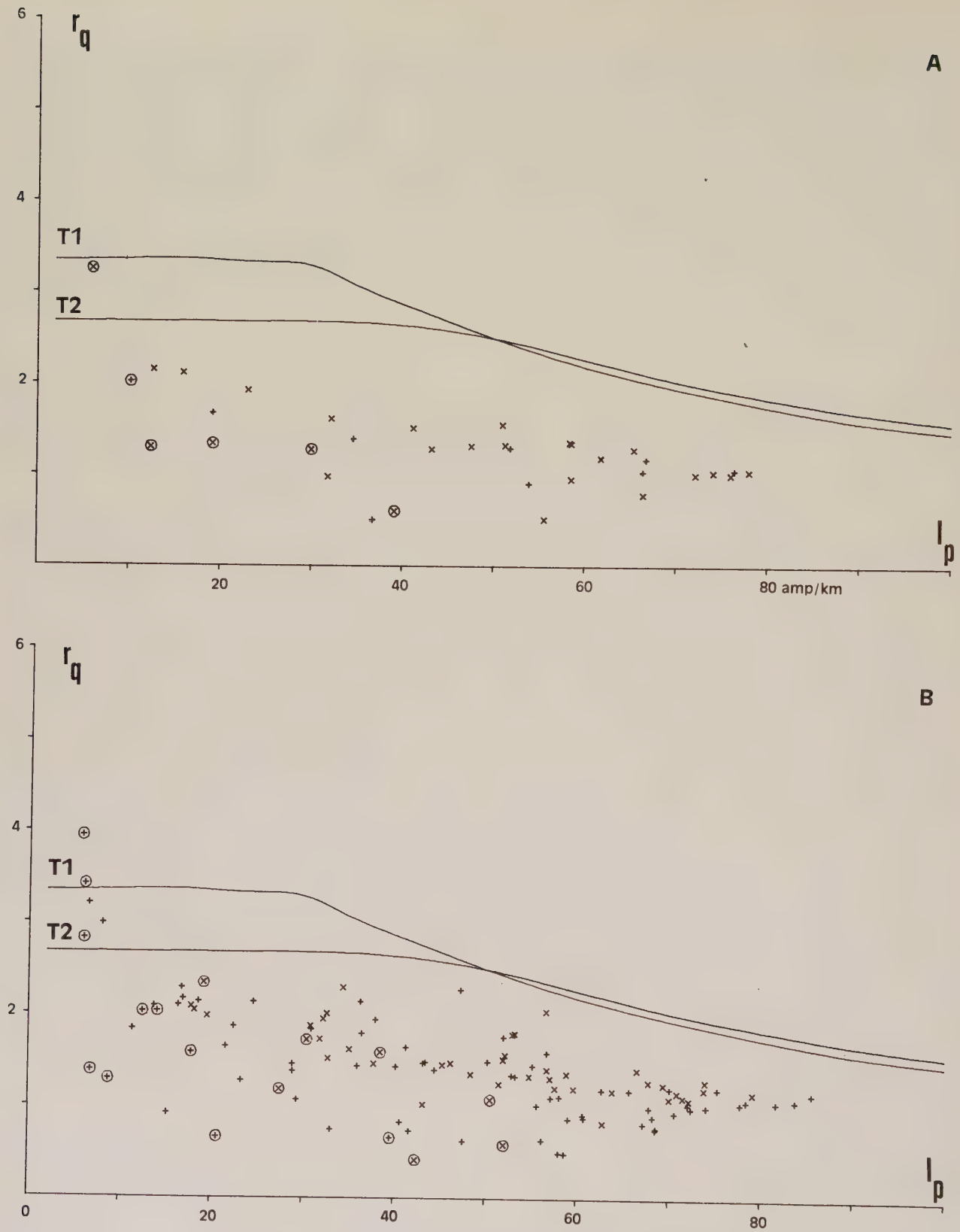


FIG. 33. — Variation des rapports r_q (effet du seul ruban principal/effet du S_R^P) en fonction de I_P. Cercles : valeurs pour lesquelles $r_{18}/r'_{18} > 0{,}20$. T_1 et T_2 : courbes théoriques. *A*) Valeurs annuelles (+) et saisonnières (×). *B*) Valeurs mensuelles : (+) ruban unique, (×) deux rubans.

c) le modèle de Richmond contient deux approximations (B_0 et E_φ constant) ; la première est très probablement sans influence importante mais il serait intéressant de vérifier si une variation de E_φ en longitude et en altitude n'introduit pas, tout au moins sur les rapports R_q théoriques, des différences appréciables.

La dispersion elle-même des valeurs est certainement due pour les faibles valeurs de I_P à la difficulté de l'analyse des profils de faible amplitude (voir appendice *E*). Selon les rapports r_q observés (~ 2 pour $I_P < 25$, Fig. 33), on peut estimer que le ΔH_E observé au centre est de 25 gammas pour $I_P = 16{,}0$ A/km. Par conséquent, on peut considérer que pour $I_P > 20$, les profils de l'électrojet ont déjà une amplitude suffisante pour que les paramètres a_1 et I_0 soient relativement bien déterminés. On ne peut affirmer que la dispersion qui subsiste pour $I_P > 20$ sur les figures 32 ou 33 ne soit aucunement d'origine expérimentale. L'analyse que nous avons faite de l'effet des vents neutres (voir § 4.1.4) a montré que ceux-ci pouvaient être la cause d'une variabilité des largeurs et des rapports, ceci étant cependant peu marqué pour les premières mais très important pour les secondes (voir tableau XVI). Par conséquent, il est possible que la précision de l'analyse soit inférieure aux estimations que nous avons données (appendice *F*), spécialement en ce qui concerne les largeurs. Ou bien d'autres facteurs que nous ignorons contribuent à cette dispersion. Il est cependant à peu près certain que l'effet des vents neutres en cause une part importante. En particulier, dans le cas des rapports, il est sûr que le S_R^P de H que nous déterminons par l'analyse est contaminé par l'effet des vents neutres et ne donne pas une mesure exacte de la densité I_P, en principe liée uniquement au champ E_φ.

Sans doute, I_P est calculé en intégrant le S_R^P de H sur la largeur $2\,a_1$ (soit 3 à 4° de latitude de part et d'autre de l'équateur) ; c'est une zone où l'effet des vents est nul ou faible (voir Fig. 29). Mais si nous considérons les schémas de la figure 30, il apparaît que, lors de l'analyse, le S_R^P que nous obtenons n'est pas la droite figurant le S_R^P. Dans le cas de A_1, l'effet des vents (S_v) est inclus dans le S_R^E sous la forme d'un ruban négatif, et le niveau du S_R^P au centre est augmenté (point *N*, par exemple). Dans le cas B_5, il est également inclus dans le S_R^E bien que l'analyse ne puisse alors séparer deux rubans positifs de largeur différente, et ceci diminue le niveau du S_R^P au centre (point *N*). De telles contaminations de I_P par l'effet des vents neutres sont très probablement la cause de la dispersion des valeurs observées r_q (Fig. 33). D'autre part, il semble normal que la dispersion soit plus grande autour de $I_P = 40$ A/km, par exemple, qu'autour de $I_P = 70$ A/km, la contamination causée par les vents étant d'autant plus grande que la part du I_P correspondant au champ primaire E_φ est plus faible.

Enfin, en ce qui concerne un effet de la distance zénithale, il serait surtout sensible sur la largeur pour les valeurs élevées de χ (voir Fig. 28*A*). La figure 32 semblerait indiquer la réalité d'un tel effet pour les faibles valeurs de I_P. Sans doute, la détermination des paramètres de l'électrojet est alors moins bonne (la plupart des valeurs sont entourées d'un cercle, signifiant que r_{18}/r'_{18} est supérieur à 0,20). Mais, dans le cas des moyennes annuelles ou saisonnières (Fig. 32*A*), les 4 valeurs dont le I_P est le plus faible sont celles de 16 h 30 (soit $\chi \sim 70°$) et il semble bien, par conséquent, que la largeur de l'électrojet se réduise à ces heures, conformément à ce que le modèle de Richmond prédit.

4.2.2. *Les rubans secondaires de grande largeur : un « pseudo » contre-électrojet*

La discussion faite dans l'appendice *F* a montré que, lorsque l'analyse réussissait à définir deux rubans de largeur différente (rapport de l'ordre de 2), l'erreur sur l'évaluation des paramètres était plus grande que dans le cas d'un seul ruban. Nous devrons donc considérer que nous n'obtenons que des ordres de grandeur. Par contre, que l'analyse réussisse à effectuer une telle séparation en deux rubans de sens contraire est le signe d'une déformation des profils observés, et nous avons souligné (Chap. 3, § 2.2.2.2) qu'une telle déformation correspondait nécessairement à une modification beaucoup plus importante de la distribution des courants.

L'étude de l'effet des vents neutres, telle que le modèle de Richmond la permet (Fig. 29 et 31) a montré que ceux-ci étaient susceptibles de donner l'apparence d'un ruban secondaire négatif de *grande* largeur. Il est donc pratiquement certain que tous les profils de moyennes mensuelles, saisonnières ou annuelles étudiées dans ce chapitre, pour lesquels l'analyse a détecté deux rubans (carrés de la figure 24) relèvent d'une telle interprétation. Il est bien clair qu'il ne s'agit pas, en ces cas, d'un « contre-électrojet » — ruban de courants dirigés vers l'Ouest — mais de ce que nous appellerons un « pseudo » contre-électrojet : le « déficit », à l'équateur magnétique, des courants dus aux vents (schéma de la figure 30*A*1) donne l'apparence d'un ruban secondaire plus large et de sens contraire au ruban

principal. La déformation des profils créée par des vents de sens contraire (Fig. 30*B*5), n'est détectée par l'analyse que sous la forme d'une variation de la demi-largeur a_1 et du rapport r_q.

Le tableau XXI donne les valeurs a_k et $I_{0,k}$ pour l'année et les saisons ; nous utilisons ici les valeurs non corrigées a et I_0 désignées sur la figure 24*B* ; les corrections appliquées aux grandes largeurs pour les faibles intensités peuvent être incertaines.

Les demi-largeurs a_2 observées sont en général nettement plus grandes ($\sim$ 900 km) que celle obtenue par l'analyse du profil *C* ($\sim$ 700 km, voir Fig. 31*C* et tableau XVI) dont nous avions dit qu'il s'approchait des résultats observés. La série des profils *A* de la figure 29 montre cependant que la largeur varie rapidement avec la forme du profil de vents en altitude. Pour les intensités, les rapports $I_{0,2}/I_{0,1}$ sont de l'ordre de grandeur de celui obtenu pour le profil *C* (tableau XVI). Ceci tendrait à indiquer que les valeurs observées données dans le tableau XXI pourraient correspondre à des vitesses moyennes de vents neutres de l'ordre de grandeur de celles utilisées pour les profils de la figure 31, soit environ 75 m/s.

TABLEAU XXI. — Demi-largeurs a_1 et a_2 (km) et densités au centre $I_{0,1}$ et $I_{0,2}$ (A/km) pour les valeurs annuelles *Y* ou saisonnières *D*, *E*, *J*

	11 h 30	12 h 30	13 h 30	14 h 30	15 h 30
			largeur a_k		
Y	448	436	428	404	406
	1 190	995	918	913	713
D	—	—	404	371	363
			918	829	691
E	—	444	443	447	432
		1 046	996	930	919
J	448	442	434	—	—
	1 005	899	679		
			densités $I_{0,k}$		
Y	145	141	120	85	55
	— 28	— 31	— 29	— 17	— 11
D	—	—	98	63	40
			— 26	— 19	— 12
E	—	146	131	111	78
		— 47	— 44	— 38	— 21
J	130	151	142	—	—
	— 15	— 27	— 32		

Un fait doit être noté : ce « pseudo » contre-électrojet semble n'apparaître que dans la partie décroissante de la variation journalière (après 11 h 30). Le même caractère se retrouve pour les valeurs mensuelles (la seule exception est en février 1969 à 8 h 30 et juin 1969 à 9 h 30 et 10 h 30). Ceci tendrait à montrer que le régime de vents favorables au « pseudo » contre-électrojet arrive plutôt dans l'après-midi.

4.2.3. *Le contre-électrojet du matin*

Selon la figure 24*B* (diagrammes a^c ou I_0), le contre-électrojet du matin a une largeur qui est proche de celle du ruban principal (à l'exception de novembre 1968 et mars 1970). Les vents neutres ne peuvent donc en général expliquer ce phénomène : il s'agit bien d'un « supplément » de courants dans une bande de 3° à 4° de latitude de part et d'autre de l'équateur comme pour l'électrojet lui-même, et il doit être lié à un champ primaire E_φ dirigé vers l'Ouest.

Les densités I_0 sont très faibles (le ΔH_E au centre est autour de 10 gammas) et la précision de l'analyse est assez limitée : cependant, selon la valeur du rapport r_{18}/r'_{18} (diagramme R de la figure 24A), la détermination est meilleure qu'en fin d'après-midi où les densités I_0 sont comparables. Les figures 21A (année) ou 23A (juillet 1969) montrent d'ailleurs que le renversement des profils de H et Z est extrêmement net.

C'est en décembre 1968, en septembre et en octobre 1969 que le phénomène est le plus fort ($I_0 \sim -40$), et au solstice de juin qu'il est le plus stable et le plus fréquent, existant alors à 7 h 30 aussi bien qu'à 6 h 30. Le nombre de valeurs mensuelles dont nous disposons (19 valeurs) est trop faible pour pouvoir détecter l'effet de tel ou tel facteur. Le tableau XXII donne le détail des valeurs annuelles et saisonnières de a_1 et $I_{0,1}$; il contient de plus les valeurs correspondantes de la quantité I_P et d'une quantité I'_P que nous définirons ci-dessous.

Nous ne pouvons utiliser la densité I_P comme mesure du champ E_φ : elle est positive tandis que la densité I_0 de l'électrojet est négative. La gamme des largeurs observées, avons-nous dit, indique qu'il ne peut s'agir d'un effet des vents ; elles devraient en ce cas être beaucoup plus grandes. D'ailleurs les observations ionosphériques de Fambitakoye, Rastogi, Tabbagh et Vila (1973) faites sur le même méridien, montrent que le renversement des profils est accompagné d'une disparition (ou d'un retard dans l'apparition) du E sporadique équatorial, ce qui peut être interprété par l'existence d'un champ primaire E_φ renversé.

TABLEAU XXII. — Valeurs de a_1 (km) et $I_{0,1}$ (A/km) pour l'année (Y), et les saisons (D, E, J) en cas de contre-électrojet. Valeurs I_P et I'_P

		Y	D	E	J
6 h 30	a	389	409	379	361
	I_0	— 24,2	— 18,9	— 31,1	— 25,3
	I_P	7,3	6,6	5,1	10,3
	I'_P	— 6,5	— 5,0	— 8,3	— 6,7
7 h 30	a	—	—	—	366
	I_0	—	—	—	— 31,5
	I_P				21,5
	I'_P				— 8,4

Nous pouvons chercher à estimer la densité I'_P qui donne naissance au contre-électrojet en *supposant* un $r_q = 2$ et en calculant I'_P à partir de I_0 (voir, par exemple, formule (17), où I_b joue le rôle de I'_P). Les valeurs ainsi obtenues (tableau XXII) sont très faibles. Quant aux largeurs, si nous cherchions à les dessiner sur la figure 32A, elles seraient situées dans le domaine d'abscisses 0-10 pour I_P et il apparaît qu'elles sont systématiquement supérieures de 100 km aux largeurs observées avec un électrojet normal. A 6 h 30 et 7 h 30, la distance zénithale est cependant très grande (proche de 90° à 6 h 30) et devrait réduire la largeur. Il semblerait donc que le contre-électrojet serait systématiquement plus large, à E_φ égal, que l'électrojet.

Enfin supposons que cette estimation de I'_P soit correcte. Cela signifie que la densité observée I_P ne représente pas la densité *réelle* des courants dirigés vers l'Est ; elle serait égale à $I_P - I'_P$ (soit, par exemple, 13,8 pour l'année à 6 h 30). Une valeur plus élevée de r_q pour le calcul de I'_P (soit par exemple 3 au lieu de 2) ne diminuerait que peu la valeur de cette densité réelle (soit 11,6 au lieu de 13,8). La difficulté fondamentale qui est alors rencontrée est la suivante. Pourquoi ces courants dirigés vers l'Est, dont la densité est certainement supérieure à celle des courants dirigés vers l'Ouest, ne donnent-ils pas naissance à un électrojet normal ? Diverses hypothèses sont possibles.

Ou bien, il s'agirait encore, malgré la gamme de largeurs observées, d'un effet des vents neutres. Un profil de vents neutres en altitude du type A (Fig. 29), tel que ceux-ci descendent encore plus bas que pour le profil $A4$ de cette figure, réduirait encore la largeur observée. Mais il ne faut pas oublier qu'un tel mécanisme n'induit pas, à l'équateur magnétique, d'effets négatifs importants, ce qui est souvent le cas lorsque ce que nous appelons le « contre-électrojet » est fort. La disparition du E sporadique va également dans le sens d'un courant négatif réel.

Ou bien, comme nous l'indiquions dans notre discussion sur la position du centre, les courants dirigés vers l'Ouest sont plus amplifiés que ceux dirigés vers l'Est. Seule, sans doute, une élaboration plus raffinée du modèle de

Richmond, telle qu'elle incluerait une variation du champ primaire E_φ en longitude et en altitude, permettrait de confirmer ou d'infirmer cette seconde hypothèse.

4.3. Conclusion

Le type d'analyse que nous avons faite, en prenant comme paramètre de référence la quantité I_P, masque au premier abord ce qu'on aurait pu attendre d'une étude de la variation journalière ou saisonnière. Ainsi, l'électrojet serait en moyenne plus large à l'équinoxe ($a_1 = 391$ km pour les heures 8 h 30 à 16 h 30) qu'aux deux autres saisons (350 et 369 respectivement aux solstices de décembre et de juin), mais ceci est lié aux valeurs moyennes de I_P (respectivement 41,3 d'une part, 28,5 et 36,2 d'autre part) dont les variations traduisent en particulier la propriété classique du S_R^P de H d'être, aux basses latitudes, le plus grand aux équinoxes.

Un autre détail que nous avions signalé en commentant la figure 24*C* a été négligé : sur les courbes D, E, J des paramètres $q(a_1)$ ou H_C, le maximum du S_R^P n'est pas toujours à la même heure que celui du $S_R (= S_R^E + S_R^P)$. Il serait possible d'attribuer cette différence à un effet des vents neutres.

L'essentiel de notre analyse a porté sur une comparaison avec le modèle de Richmond. Les différences entre courbes théoriques T et les valeurs observées sur les figures 32 et 33 peuvent sans doute être interprétées de manières extrêmement diverses. On peut cependant affirmer que les effets des instabilités et des vents neutres introduits par Richmond dans son modèle sont essentiels pour rendre compte des observations. Une part des différences entre le modèle et les observations peut être due à des incertitudes sur les valeurs des paramètres ionosphériques (fréquences de collision, par exemple). Mais instabilités et vents neutres ont certainement une influence prédominante. Ils expliquent que les rapports observés r_q soient beaucoup plus faibles que des rapports théoriques R_q calculés sans tenir compte de leurs effets ; ils expliquent également les variations journalières de la largeur a_1 ou des rapports r_q que nous observons (Fig. 24*B* ou 24*C*). Enfin, la variabilité des rapports, pour une même valeur de I_P, est très probablement liée à un effet des vents neutres ; elle est plus grande pour des I_P moyens ($\sim$ 30 à 40 A/km) que pour des I_p grands ($\sim$ 70 A/km).

En ce qui concerne ce que nous avons appelé le « pseudo » contre-électrojet, il semble bien qu'une interprétation par un effet des vents neutres soit correcte. Il faut souligner à nouveau que, en ce cas, la détection par l'analyse de deux rubans de sens contraire n'est qu'un moyen analytique de mieux représenter les profils magnétiques par une loi telle que :

$$I_{0,1}(1 - x^2/a_1^2)^2 + I_{0,2}(1 - x^2/a_2^2)^2$$

où $I_{0,1}$ et $I_{0,2}$ sont de signe contraire. A la limite, on pourrait tenter une analyse avec deux rubans pour lesquels $I_{0,1}$ et $I_{0,2}$ seraient de même signe et a_1 et a_2 de valeur très différente. Il est extrêmement probable que les résultats seraient peu significatifs parce que la forme des profils de distribution des courants étant moins modifiée dans le second cas que dans le premier, la déformation des profils magnétiques est insuffisante pour que l'analyse puisse réussir.

En ce qui concerne le contre-électrojet du matin, les largeurs observées semblent indiquer qu'il n'est pas causé par les vents neutres, et ceci est confirmé par la disparition de la couche E sporadique, que l'on peut interpréter par un renversement du champ primaire E_φ. Le phénomène est donc incontestable. Les profils de déclinaison que nous avons discutés (21*A* et 22*A*) montrent d'ailleurs qu'il ne correspond pas à un petit vortex de courants. Enfin, les largeurs observées sont apparemment nettement plus grandes ($\sim$ 400 km) que pour l'électrojet lui-même ($\sim$ 300 km) à I_P égal.

Enfin, nous avons systématiquement utilisé les rapports R_q (théoriques) ou r_q (observés) parce qu'ils représentent le rapport de quantités intégrées sur la largeur de l'électrojet, et non pas une mesure ponctuelle comme le seraient les rapports r_H (Fig. 24*C*). Nous donnons dans l'appendice L quelques remarques sur la valeur des rapports R_H ou r_H, pour faciliter des comparaisons avec d'autres longitudes et, en particulier, situer les observations de Huancayo par rapport au modèle de Richmond. Il ressort principalement de cette comparaison que, durant l'Année Géophysique Internationale (époque des observations faites sur le profil de Huancayo), l'électrojet était peut-être assez proche d'une saturation par les instabilités de plasma ; ainsi l'écart entre rapport observé et rapport théorique devient très faible.

5

ANALYSE DE JOURS INDIVIDUELS

96 jours calmes ($A_m \leqslant 16$), parmi les 135 que nous avons intégrés dans les moyennes mensuelles du chapitre précédent (voir tableau XI), ont été analysés.

Nous présenterons d'abord des résultats généraux concernant cet ensemble de jours ; nous étudierons ensuite la position du centre et les variations de la largeur et de l'intensité ; notre but sera alors de vérifier si les valeurs des paramètres moyens obtenus au chapitre précédent sont bien représentatives. Enfin nous commenterons les profils de quelques jours et les variations temporelles de deux séries de jours successifs.

1 Résultats généraux

Le tableau XXIII donne un certain nombre d'indications chiffrées concernant l'analyse de ces 96 jours. Notons que nous avons dû ajouter deux critères supplémentaires (voir page 41 ou appendice *E* pour les autres critères) pour rejeter certaines analyses : 1) lorsqu'avec un seul ruban la demi-largeur devient supérieure à 1 100 km ; 2) lorsque le centre est à $\pm$ 150 km de la position moyenne (+ 20 km) trouvée au chapitre 4 (§ 3.3.2).

Les cas de divergence à partir de l'approximation de départ sont plus fréquents le matin et l'après-midi qu'en milieu de journée. Ceci s'explique par le fait qu'en ces moments de la journée, la variation S_R a souvent une amplitude faible, ou bien présente une forme très complexe sur les deux composantes H et Z. Toute approximation de départ devient alors très difficile sinon impossible à définir. Nous remarquons que ces cas de divergence sont plus nombreux l'après-midi que le matin. Ceci provient de ce que les formes complexes dont nous parlons ci-dessus sont en nombre plus grand l'après-midi.

Les cas où $r_{18}/r'_{18} \geqslant 0{,}4$ sont plus fréquents aux mêmes moments de la journée que pour les cas de divergence. Leur nombre total (172) est de plus supérieur à celui des cas de divergence (62) à partir de l'approximation de départ.

Quant aux critères supplémentaires a et c, ils éliminent seulement 23 profils horaires sur les 1 152 que nous avons analysés. Ils jouent donc rarement et conduisent le plus souvent à rejeter des profils dont l'amplitude est si faible qu'elle est du même ordre de grandeur que les erreurs possibles de mesure.

Selon la colonne N du tableau XXIII, c'est seulement à 17 h 30 que le nombre d'échecs est plus grand que le nombre de réussites. En milieu de journée, celles-ci avoisinent les 100 %. Si elles sont plus fréquentes à 6 h 30 qu'à 17 h 30, c'est parce que les profils, sont alors souvent mieux définis. Finalement, la proportion d'échecs de l'analyse est de 22,3 %, soit, en moyenne, un peu plus de 2 heures sur 12 chaque jour.

Les trois colonnes suivantes du tableau XXIII contiennent les valeurs des quantités r_{18}/r'_{18}, i/e et r_{126} (celles dessinées sur la figure 24*A* pour les profils de valeurs moyennes) qui permettent d'apprécier la précision de l'analyse.

TABLEAU XXIII. — Statistique générale concernant l'analyse de 96 jours à $A_m \leq 16$. Dans les 6 premières colonnes sont donnés les nombres de cas où l'analyse a divergé à partir de l'approximation de départ, où l'analyse a été rejetée à cause de la valeur r_{18}/r'_{18}, où les critères supplémentaires relatifs à a ou e ont joué, où l'analyse a réussi. Les 3 colonnes suivantes donnent les valeurs moyennes (et l'écart-type) des paramètres évaluant la précision de l'analyse. Les 3 dernières colonnes indiquent le pourcentage de cas (par rapport à N) où l'on a obtenu un double ruban avec un ruban principal positif ($I_{0,1} > 0$) ou négatif ($I_{0,1} < 0$), et le nombre de cas où un seul ruban à $I_0 < 0$ a été obtenu (contre-électrojet) ; le reste des cas correspond donc à un ruban unique à $I_0 > 0$ (électrojet).

	divergence	$r_{18}/r'_{18} > 0{,}4$	a	c	a & c	N	r_{18}/r'_{18}	i/e	r_{126}	$I_{0,1} > 0$, $I_{0,2} < 0$	$I_{0,1} < 0$, $I_{0,2} > 0$	$I_0 < 0$
6 h 30	3	23	0	1	1	68	0,24 0,08	0,14 0,05	0,61 0,21	1,5	1,5	95,6
7 h 30	9	29	0	1	1	56	0,22 0,07	0,13 0,06	0,78 0,31	1,8	1,8	62,5
8 h 30	5	22	0	0	0	69	0,20 0,09	0,14 0,07	1,10 0,42	2,9	0,0	13,0
9 h 30	1	10	0	0	0	85	0,15 0,08	0,11 0,06	1,38 0,53	2,4	0,0	1,2
10 h 30	1	1	0	1	1	92	0,13 0,07	0,09 0,06	1,42 0,62	18,5	0,0	0,0
11 h 30	1	0	0	1	0	94	0,13 0,07	0,09 0,05	1,38 0,63	30,9	0,0	1,1
12 h 30	3	4	0	1	1	87	0,12 0,06	0,09 0,05	1,31 0,57	37,9	0,0	1,2
13 h 30	5	3	1	0	0	87	0,15 0,08	0,10 0,06	1,27 0,48	39,1	0,0	6,9
14 h 30	4	4	1	1	0	86	0,18 0,08	0,12 0,06	1,18 0,43	31,4	0,0	12,8
15 h 30	9	8	0	0	1	78	0,20 0,07	0,13 0,05	1,02 0,37	18,0	0,0	15,4
16 h 30	8	27	0	2	1	58	0,26 0,07	0,16 0,05	0,90 0,36	3,5	1,7	5,2
17 h 30	13	41	4	0	3	35	0,29 0,06	0,16 0,05	0,70 0,30	0,0	0,0	0,0
										Pourcentage par rapport à N		
Σ	62	172	6	8	9	895						

Le rapport r_{18}/r'_{18} est une estimation du degré de confiance que nous pouvons accorder à l'analyse. Si nous comparons ces rapports moyens aux valeurs annuelles (Fig. 24*A*), nous constatons qu'ils sont très nettement supérieurs en milieu de journée (0,13 au lieu de 0,05 à 11 h 30 par exemple) mais par contre du même ordre de grandeur le matin et l'après-midi. Ce dernier fait s'explique par la condition $r_{18}/r'_{18} \geq 0{,}4$ par laquelle nous rejetons un certain nombre de profils. Les écarts-type montrent que la précision est très variable ; ainsi, en milieu de journée, elle peut être faible (r_{18}/r'_{18} dépassant 0,20) mais aussi bien atteindre la même précision que celle obtenue pour les profils annuels (environ 0,05).

La quantité i/e permet, en principe, la comparaison des amplitudes moyennes des effets internes et des effets externes. Nous avons vu cependant au chapitre 4 (Fig. 24*A*) que la variation de ce rapport est liée à la variation du rapport r_{18}/r'_{18} et qu'il traduit par conséquent plus une incertitude sur le S_R^E analysé (par suite, par exemple, d'une mauvaise définition du S_R^P) que de véritables effets internes.

Enfin les résidus r_{126}, au terme de l'analyse, sont en général de l'ordre du gamma. Selon la figure 24*A*, ils sont en milieu de journée 2 à 3 fois plus grands que pour les profils annuels, mais du même ordre de grandeur que pour certains profils mensuels. Mais l'écart-type, de l'ordre de 0,5 indique que certains résidus sont beaucoup plus élevés (nettement supérieurs à 2 gammas par exemple).

Les trois colonnes suivantes du tableau XXIII concernent le signe de I_0 ou le nombre de rubans définis. Tout d'abord un double ruban avec $I_{0,1} > 0$ et $I_{0,2} < 0$ peut exister à toute heure de la journée (sauf à 17 h 30) mais

avec une fréquence beaucoup plus grande entre 10 h 30 et 15 h 30. Selon la figure 24*B* (I_0), c'est à ces mêmes heures que des doubles rubans de ce type apparaissent le plus fréquemment sur les profils de valeurs mensuelles. Ce sont eux que nous avons interprétés par un effet des vents neutres, désignant le second ruban par le terme de « pseudo » contre-électrojet. Les doubles rubans $I_{0,1} < 0$ et $I_{0,2} > 0$ sont manifestement très rares ; notre analyse n'en détecte que tôt le matin (6 h 30 à 7 h 30) et tard dans l'après-midi (16 h 30). En ce qui concerne les rubans uniques avec $I_{0,1} < 0$ (pur contre-électrojet), leur occurrence est extrêmement fréquente à 6 h 30 et 7 h 30. Pratiquement inexistants en milieu de journée, ils réapparaissent avec une faible fréquence (environ 13 %) autour de 15 h 30. Rappelons que notre période d'observation se situe pendant un maximum d'activité solaire où la fréquence des événements « contre-électrojet » est très faible (Mayaud et Gouin, 1967, Schieldge, 1974). Nous donnerons ci-dessous (§ 3) des indications complémentaires concernant les intensités de ces cas de contre-électrojet.

Si on considère que les cas à double ruban correspondent en général à l'existence d'un « pseudo » contre-électrojet, la différence à 100 % de la dernière colonne indique que le supplément de courants qu'on nomme électrojet est le plus souvent dirigé vers l'Est, sauf le matin, pendant notre période d'observation. Enfin notons que les échecs à des heures où l'amplitude du S_R^E est déjà assez grande ordinairement (par exemple de 8 h 30 à 15 h 30), correspondent pratiquement toujours à des formes de transition complexe entre le « pur » contre-électrojet et le « pur » électrojet.

2 *Position du centre de l'électrojet*

Nous étudierons ici la position du centre de l'électrojet et la comparerons à celle trouvée lors de l'étude des moyennes mensuelles, saisonnières et annuelle.

TABLEAU XXIV. — Position moyenne (et écart-type σ) en km par rapport au parallèle 10° N, du centre en cas d'électrojet. n : nombre de valeurs, c : valeurs observées, c_r : valeurs corrigées par β_H, β_Z et α_f

	8 h 30	9 h 30	10 h 30	11 h 30	12 h 30	13 h 30	14 h 30	15 h 30	16 h 30
n	60	84	92	93	86	81	75	66	54
c	28,1	29,3	29,7	28,4	26,2	23,6	18,5	16,2	13,0
σ	41,6	22,9	18,5	16,4	15,5	16,5	18,9	22,0	20,4
c_r	32,2	21,4	20,2	22,2	22,2	22,4	22,2	26,6	34,9
σ	43,6	24,2	19,9	17,3	17,0	16,6	19,7	21,5	27,6

Le tableau XXIV donne de 8 h 30 à 16 h 30 la position moyenne du centre sans correction (c), puis avec correction (c_r) des effets des facteurs β_H, β_Z et α_f définis précédemment (Chap. 4, § 3.3).

Nous pouvons faire trois remarques. 1) L'écart-type n'est pas diminué en milieu de journée par les facteurs β_H et β_Z alors qu'il l'était pour les valeurs mensuelles. 2) Aux heures où la correction α_f est négligeable (de 10 h 30 à 12 h 30 par exemple), nous observons une variation vers le Sud de c à c_r qui est analogue à celle qui existe entre c et c_a (voir tableau *K*2) ; ce déplacement vers le Sud est dû entièrement aux facteurs β_H et β_Z et a pratiquement la même valeur. 3) A 14 h 30 et à 15 h 30 où la correction α_f est importante, les valeurs c_r sont presque identiques aux valeurs de 9 h 30 à 13 h 30 où cette même correction est négligeable. Les facteurs α_f, β_H et β_Z déterminés à partir de profils mensuels permettent donc de retrouver des positions moyennes du centre réel c_r pour les jours individuels presque identiques à celles trouvées à partir des moyennes mensuelles.

Les écarts-type sont plus grands en début et en fin de journée qu'autour de midi. Ceci est un signe qui montre clairement que, lorsque l'intensité du phénomène est plus faible, la détermination de la position du centre est moins bonne. Le tableau *F*6 indiquait qu'une erreur de 5 gammas sur Z à S_5, pour un ΔH_E de 100 gammas, introduit une erreur de 6 km sur la position du centre. L'amplitude moyenne du ΔH_E à midi est de 60 gammas. On peut donc se demander si les valeurs des écarts-type autour de midi sont vraiment le signe de déplacements réels du centre. Sans doute, la moitié de la dispersion est due à des erreurs possibles d'observation pour les jours individuels ; le reste peut être attribué assez probablement aux incertitudes sur la valeur des facteurs β_H et β_Z, tributaire, comme nous le remarquions en discutant les valeurs mensuelles, de la définition retenue pour le S_R^P (voir page 73).

TABLEAU XXV. — Position moyenne (et écart-type σ) en km par rapport au parallèle 10° N du centre en cas de contre-électrojet. n : nombre de valeurs, c : valeurs observées, c_r valeurs corrigées par β_H, β_Z et α_f

	6 h 30	7 h 30	8 h 30	9 h 30	10 h 30	11 h 30	12 h 30	13 h 30	14 h 30	15 h 30	16 h 30
n	66	36	9	1	0	1	1	6	11	12	4
c	64,8	53,9	43,0	99,9	—	89,3	135,6	30,9	39,6	52,9	40,9
σ	37,6	38,0	54,3	—	—	—	—	50,6	43,1	26,3	25,9
c_r	63,8	57,6	44,5	90,4	—	93,3	132,1	36,5	51,7	65,8	65,7
σ	37,4	37,1	52,8	—	—	—	—	49,4	33,6	28,0	25,7

Le tableau XXV indique, dans les cas de « pur » contre-électrojet, la position moyenne du centre sans correction (c) et avec correction (c_r) des effets des facteurs β_H, β_Z et α_f. Les écarts-type, comparés à ceux du tableau XXIV à des moments où les I_0 sont à peu près équivalents (par exemple, 8 h 30 et 16 h 30) sont du même ordre de grandeur. Le matin, le contre-électrojet est nettement au Nord. En particulier, à 6 h 30, nous retrouvons une valeur très proche de celle des valeurs mensuelles (voir tableau XV), soit 65 km environ. Rappelons que la correction α_f a été supposée nulle à 6 h 30 et 7 h 30. Dans l'après-midi par contre, les positions c_r ont été déterminées à l'aide des trois facteurs β_H, β_Z et α_f, évalués pour des conditions d'électrojet normal et non de contre-électrojet. Un déplacement vers le Nord d'environ 40 km par rapport aux valeurs c_r du tableau XXIV n'est pas systématique, mais on peut cependant affirmer que ce déplacement est presque aussi net l'après-midi que le matin. Nous avions proposé une explication pour le matin, c'est-à-dire que ce déplacement serait dû à un effet de longitude (Chap. 4, § 3.4, page 75). Il n'est pas évident qu'elle soit valable pour l'après-midi parce que le contre-électrojet de l'après-midi est un phénomène plus général, en longitude, que celui du matin. A cet égard, ce déplacement du centre est l'un des problèmes que soulève le contre-électrojet.

3 *Variations de la largeur et de l'intensité*

Les figures 34 (a_1) et 35 (r_q) sont analogues aux figures 32 et 33. Cependant, les valeurs de I_P deviennent parfois négatives ; elles ont été supprimées pour la raison suivante. Nous avons choisi systématiquement les niveaux-zéro plutôt après minuit, aux heures où les perturbations ont le moins d'effet aux basses latitudes (Mayaud, 1967). Souvent, à ces mêmes latitudes, des perturbations négatives se produisent en fin d'après-midi (voir *loc. cit.*). Elles introduisent alors des valeurs négatives pour le S_R^P ; nous en donnerons un exemple en commentant des profils de jours individuels. Dans ces conditions, il est évident que la dispersion extrêmement grande des points (rapports $r_q \sim I_0/I_P$ de la figure 35), pour les I_P très faibles, provient de ce fait. Il peut aussi causer des I_P si faibles que les rapports r_q deviennent très grands. C'est pourquoi les valeurs supérieures à 6 ont été dessinées sur l'ordonnée 6. Les vents, n'ayant qu'une action très faible à l'équateur, sont peu susceptibles de produire des effets négatifs importants à ce même équateur. Cependant, dans certains cas (voir Fig. 30*B*5), l'analyse pourra donner l'apparence d'un I_P négatif au centre. Dans certains cas, des $I_P < 0$ peuvent donc provenir des vents par l'intermédiaire de notre analyse.

Nous observons sur la figure 34 (relative aux demi-largeurs) et la figure 35 (relative aux rapports r), une dispersion très grande.

Pour les largeurs, les valeurs moyennes elles-mêmes n'indiquent pas nettement une croissance de a avec I_P quoique le nuage de points en donne l'apparence. Ces valeurs moyennes sont supérieures aux valeurs théoriques comme il en était pour les moyennes mensuelles. Pour les faibles valeurs, l'effet de distance zénithale, décrit à partir de la figure 32, n'apparaît pas. Est-ce parce que, dans l'étude de jours individuels, nous observons des I_P faibles en milieu de journée ?

Avec les rapports r_q, les valeurs moyennes pour les $I_P > 20$ se rapprochent de la courbe théorique quand I_P croît. Par contre, pour les $I_P < 20$, les r_q sont sans doute peu significatifs parce que ces I_P sont contaminés par d'autres effets tels que : perturbations magnétiques, vents...

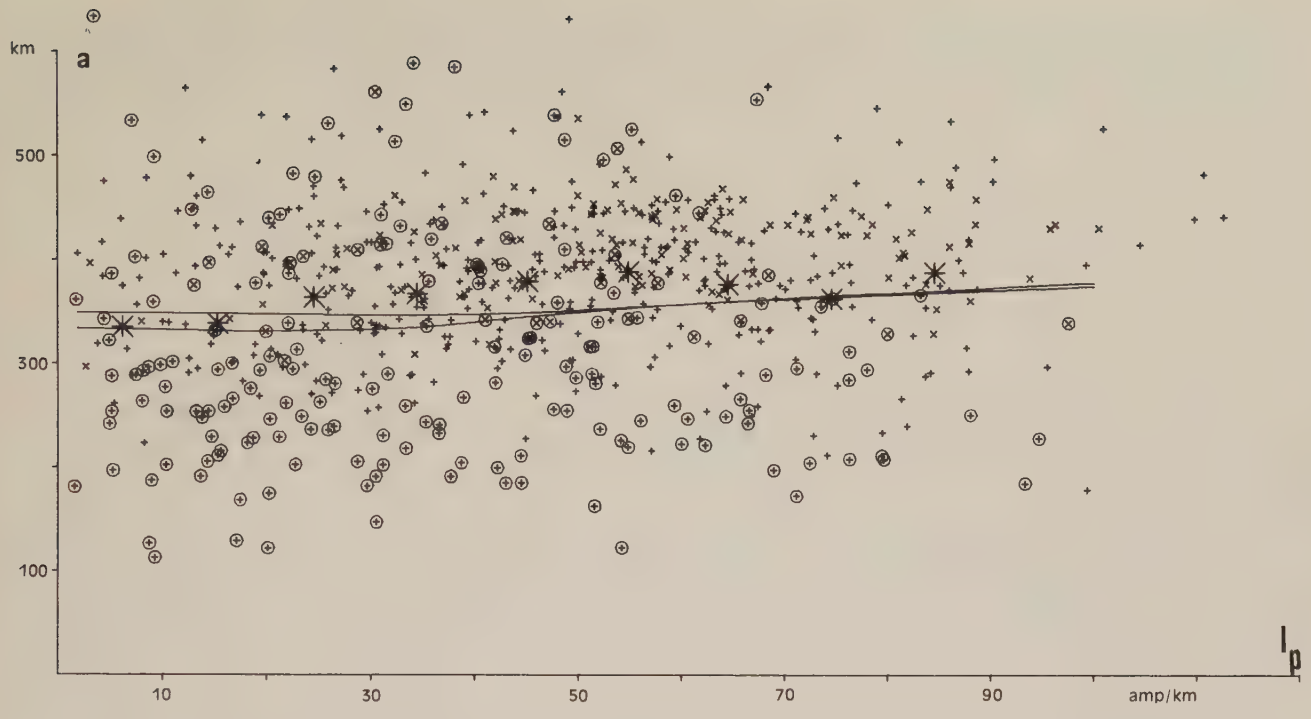


FIG. 34. — Variation des largeurs a_1 (ruban principal dirigé vers l'Est) en fonction de I_P. Cercles : valeurs pour lesquelles $r_{18}/r'_{18} > 0{,}20$. T_1 et T_2 : courbes théoriques. (*) : valeurs moyennes par tranche de 10 A/km en I_P.

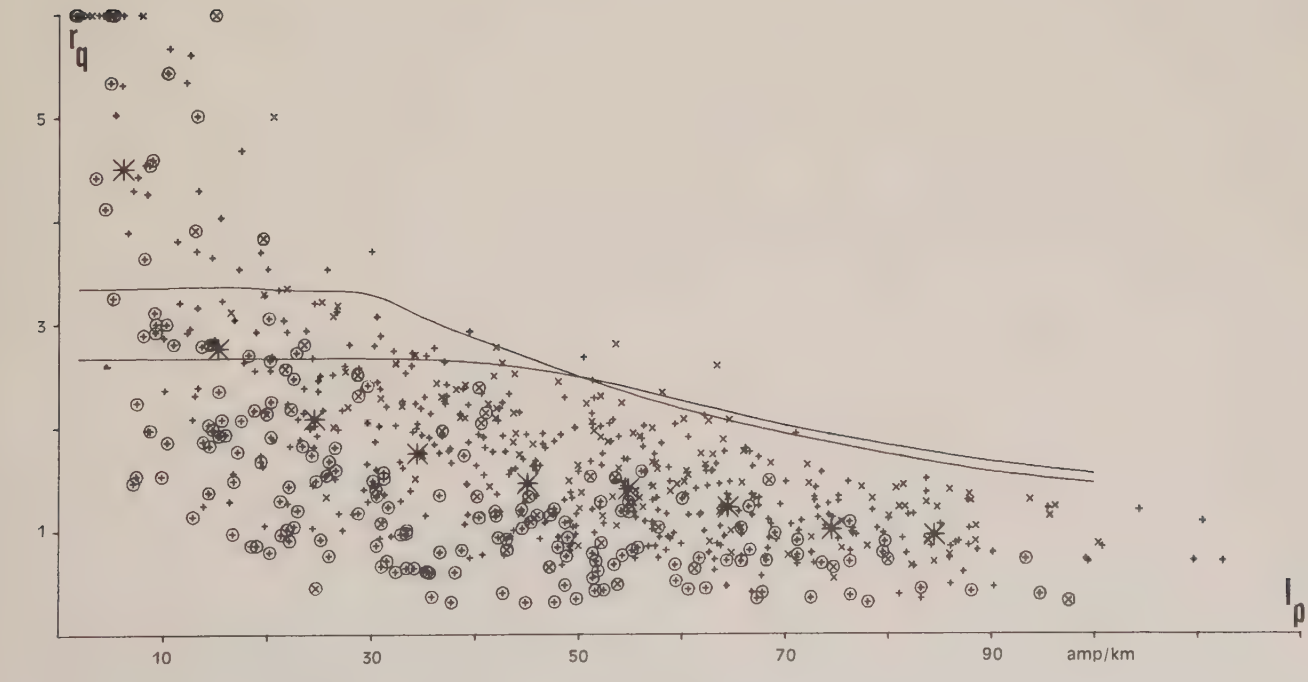


FIG. 35. — Variation du rapport r_q (effet du seul ruban principal/effet du S_R^P) en fonction de I_P. Cercles : valeurs pour lesquelles $r_{18}/r'_{18} > 0{,}20$. (+) : ruban unique, (×) : deux rubans. T_1 et T_2 : courbes théoriques. (*) : valeurs moyennes par tranche de 10 A/km en I_P.

Le tableau XXVI donne, pour les heures de 10 h 30 à 15 h 30, la valeur moyenne de la demi-largeur a et de la densité I_0 du second ruban lorsque, l'analyse ayant détecté 2 rubans, le ruban principal a un $I_0 > 0$. Le ruban secondaire que nous trouvions au chapitre 4, pendant ces même heures de la journée, avait été qualifié de « pseudo » contre-électrojet.

TABLEAU XXVI. — Valeurs moyennes des demi-largeurs a (km) et densités I (A/km) du second ruban pour les cas où le premier ruban est positif (n : nombre de valeurs)

	10 h 30	11 h 30	12 h 30	13 h 30	14 h 30	15 h 30
n	17	29	33	34	27	14
a	993 ± 134	933 ± 177	886 ± 173	801 ± 155	765 ± 125	794 ± 157
I_0	— 42 ± 16	— 48 ± 24	— 48 ± 20	— 48 ± 17	— 45 ± 15	— 33 ± 17

L'intensité du ruban principal est en moyenne 4 fois plus grande, et sa demi-largeur, proche de 400 km (soit environ 2 fois plus petite), avec une dispersion de 30 à 40 km (au lieu de 125 à 177 km pour le ruban secondaire). Les demi-largeurs trouvées ici pour le ruban secondaire sont en moyenne plus élevées que celle déduite du profil C (tableau XVI, page 82), mais ceci reste explicable par l'effet des vents neutres que nous avons étudié au chapitre précédent.

Le tableau XXVII donne les valeurs des demi-largeurs a, les densités au centre pour le S_R^E ainsi que les densités au centre I_P correspondant au S_R^P pour les heures du matin (de 6 h 30 à 9 h 30). Les cas avec $\Delta H_E > 20$ gammas sont donnés séparément pour disposer d'un échantillon pour lequel l'analyse est plus précise. On ne peut apprécier la valeur I_P correspondant au champ électrique primaire, mais elle est probablement de l'ordre de + 20 A/km au plus. Nous ne calculons par le I'_P, comme nous l'avions fait pour les valeurs mensuelles (tableau XXII, pages 91) ; basé sur un rapport $r_q = 2$, il serait environ le 1/4 de I_0. En ce qui concerne les largeurs, la différence avec les valeurs théoriques (voir Fig. 34) est claire (+ 100 km au moins). Nous avons fait la même observation avec les valeurs mensuelles.

TABLEAU XXVII. — Valeurs moyennes des demi-largeurs a (km), des densités au centre I_0 (A/km) pour le contre-électrojet du matin (n : nombre de valeurs). Le S_R^P de H observé (externe + interne) en gammas est équivalent à environ $I_P \times 0{,}86$

	6 h 30	7 h 30	8 h 30	9 h 30
		Tous les cas		
n	66	36	9	1
a	391 ± 138	438 ± 193	488 ± 185	466
I_0	— 38 ± 13	— 54 ± 23	— 62 ± 38	— 93
I_P	+ 6 ± 7	+ 18 ± 10	+ 35 ± 10	+ 71
		$\lvert\Delta H_E\rvert > 20$ gammas		
n	4	15	5	1
a	436 ± 72	413 ± 79	552 ± 186	466
I_0	— 63 ± 7	— 75 ± 20	— 80 ± 41	— 93
I_P	3 ± 7	16 ± 8	38 ± 12	+ 71

La valeur moyenne de I_P est systématiquement positive et est donc de signe contraire à I_0. Les écarts-type montrent que I_P est parfois négatif (14 % seulement de tous les cas). Mais, incontestablement, la contradiction entre un S_R^P positif et le renversement des profils (contre-électrojet) est la plus fréquente. Le S_R lui-même est négatif, au centre du profil, dans 39 % des cas seulement.

TABLEAU XXVIII. — Valeurs moyennes des demi-largeurs a (km), des densités I_0 au centre et des densités I_P (A/km) pour le contre-électrojet de l'après-midi (n : nombre de valeurs). Le S_R^P de H au centre, en gammas, équivaut à environ $I_P \times 0{,}86$

	13 h 30	14 h 30	15 h 30	16 h 30
n	6	11	12	4
a	712 ± 198	682 ± 190	485 ± 90	429 ± 100
I_0	-61 ± 18	-64 ± 23	-53 ± 20	-38 ± 11
I_P	30 ± 7	26 ± 9	19 ± 11	16 ± 5

Le tableau XXVIII donne la valeur des mêmes quantités que le tableau précédent mais concernant cette fois les cas de contre-électrojet l'après-midi. 27 sur 33 sont en janvier ; tous sauf un (le 31.1.69) ont un $S_R^P > 0$; dans un peu moins de la moitié des cas, le S_R de H observé au centre reste positif. Les événements les plus forts sont ceux des 10 et 24.1.70 avec un $| \Delta H_E |$ maximum de 40 gammas, le S_R^P de H au centre étant alors de 15 gammas.

On remarquera de nouveau que les largeurs apparaissent assez grandes ; le plus souvent, lors d'une séquence d'heures présentant un contre-électrojet, la largeur diminue.

Nous présentons deux exemples ci-dessous :

		14 h 30	15 h 30	16 h 30
15.7.69	a_1 (km)	671	570	425
		13 h 30	14 h 30	15 h 30
8.1.70	a_1 (km)	920	621	418

Ceci pose un problème d'interprétation. On notera d'ailleurs que les formes de transition (voir Fig. 37 par exemple), pour lesquelles l'analyse a systématiquement échoué sembleraient correspondre à la superposition de 2 rubans dont l'un est beaucoup plus large que l'autre.

4 Description de quelques profils

La figure 36 illustre des profils de jours où le contre-électrojet du matin est fort. Nous indiquons ci-dessous les valeurs des demi-largeurs correspondant aux heures où le contre-électrojet existe.

		6 h 30	7 h 30	8 h 30	9 h 30
6.6.69	a_1 (km)	500	451	411	466
28.12.69	a_1 (km)	476	420	—	—

L'amplitude du ΔH_E atteint -67 gammas à 8 h 30, le 6 juin 1969. D'autre part, la différence entre les amplitudes du S_R^P et du S_R^E de H entre ces 2 jours est très remarquable. A 11 h 30, le 6 juin, le contre-électrojet est probablement présent et réduit le S_R^E de H. Existe-t-il encore pendant les heures suivantes ?

Quelques remarques peuvent être faites quant à la forme du S_R^P de H. Le 6 juin 1969, l'analyse détecte 2 rubans de 11 h 30 à 15 h 30 ; elle n'en détecte qu'un seul le 28 décembre 1968. A 15 h 30, le S_R du H du 28 décembre oscille entre S_2 et S_3 et la définition du S_R^P ne semble guère satisfaisante, à cause des faibles effets négatifs pour la différence $S_R - S_R^P (= S_R^E)$ qu'on observe aux extrémités du profil ainsi qu'à cause des effets positifs autour de S_2 et S_8. Si, à cette heure, deux rubans avaient été détectés, les interpolations aux stations fictives F auraient été différentes et le S_R^P serait passé plus franchement au travers des valeurs en S_1, S_2, S_8 et S_9. On voit ainsi comment la définition du S_R^P lui-même est liée à la détection d'un ou deux rubans.

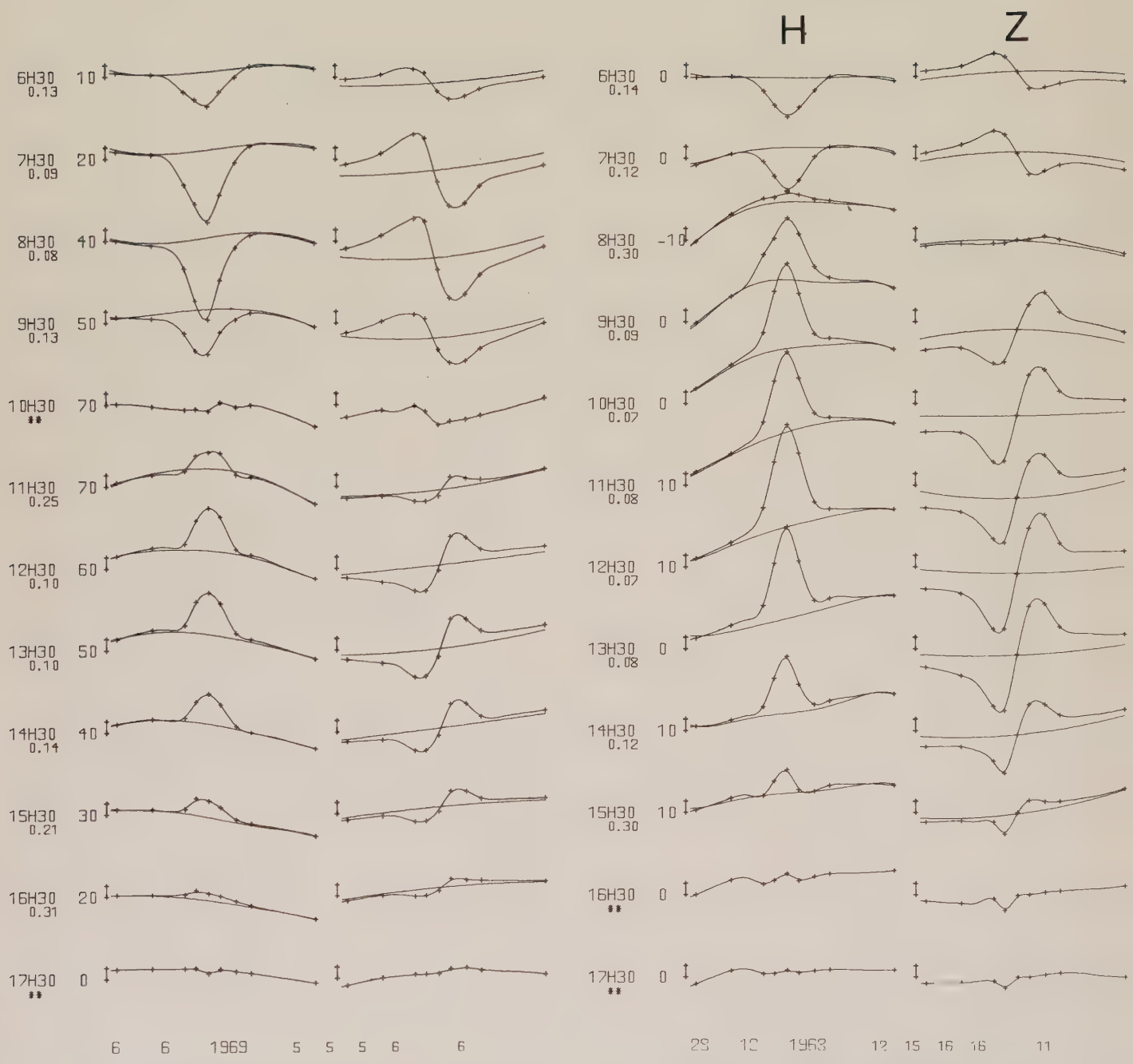


FIG. 36. — Exemples de fort contre-électrojet du matin aux deux solstices. Croix : valeurs observées. L'échelle représente 10 gammas. Sa base équivaut à 0 pour Z, à la valeur indiquée pour H. Le chiffre écrit sous chaque heure T. L. est la valeur de r_{18}/r'_{18}, remplacée par des astérisques si $r_{18}/r'_{18} > 0{,}4$ (en ce cas, le S_R^P n'est pas dessiné). A droite de la date, les 4 indices trihoraires a_m de 6 h 00 à 18 h 00 T. U. et l'indice A_m du jour.

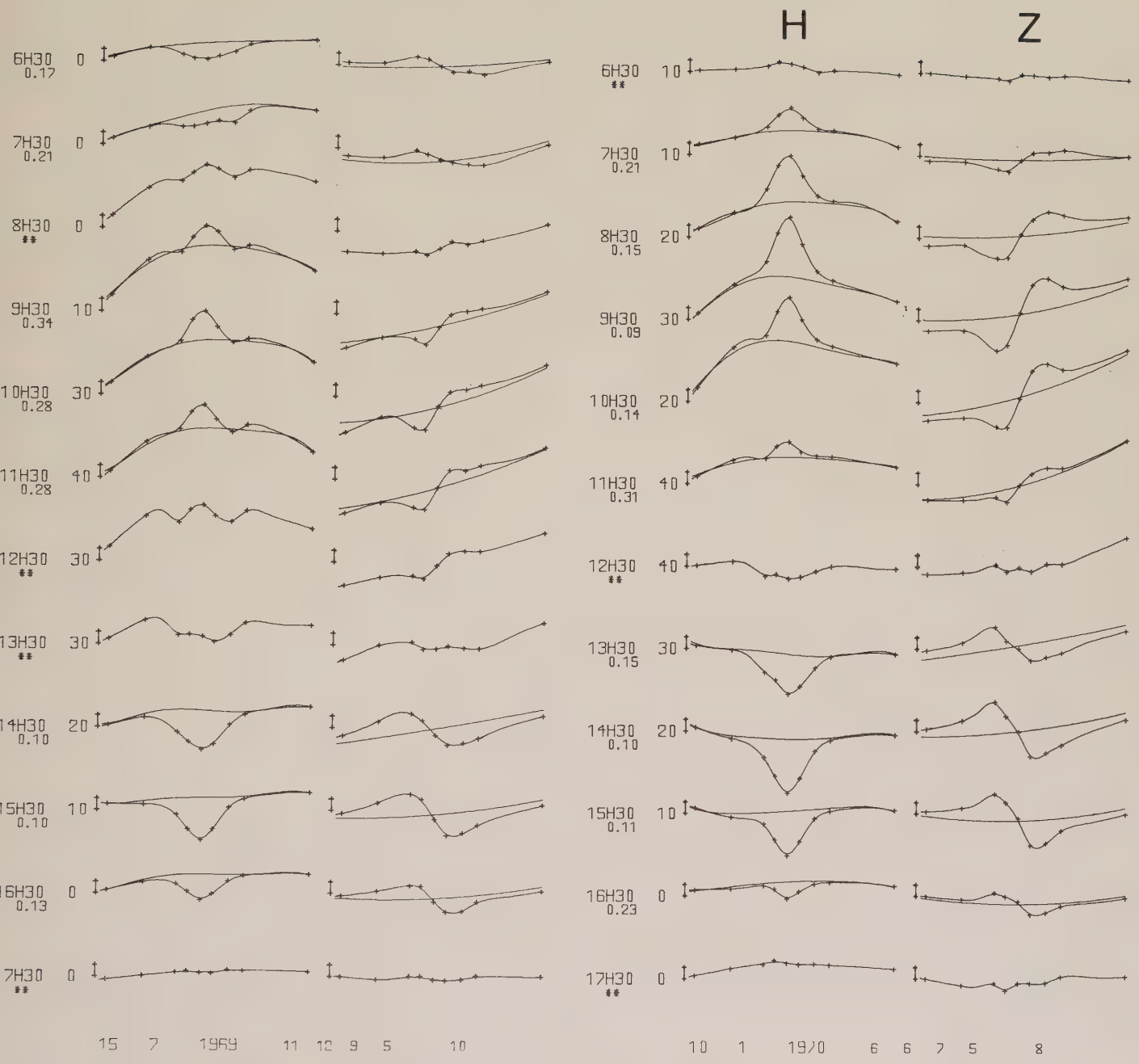


FIG. 37. — Exemples de contre-électrojet de l'après-midi aux deux solstices. Croix : valeurs observées. L'échelle représente 10 gammas. Sa base équivaut à 0 pour Z, à la valeur indiquée pour H. Le chiffre écrit sous chaque heure T. L. est la valeur de r_{18}/r'_{18}, remplacée par des astérisques si $r_{18}/r'_{18} > 0{,}4$ (en ce cas, le S_R^P n'est pas dessiné). A droite de la date, les 4 indices trihoraires a_m de 6 h 00 à 18 h 00 T. U. et l'indice A_m du jour.

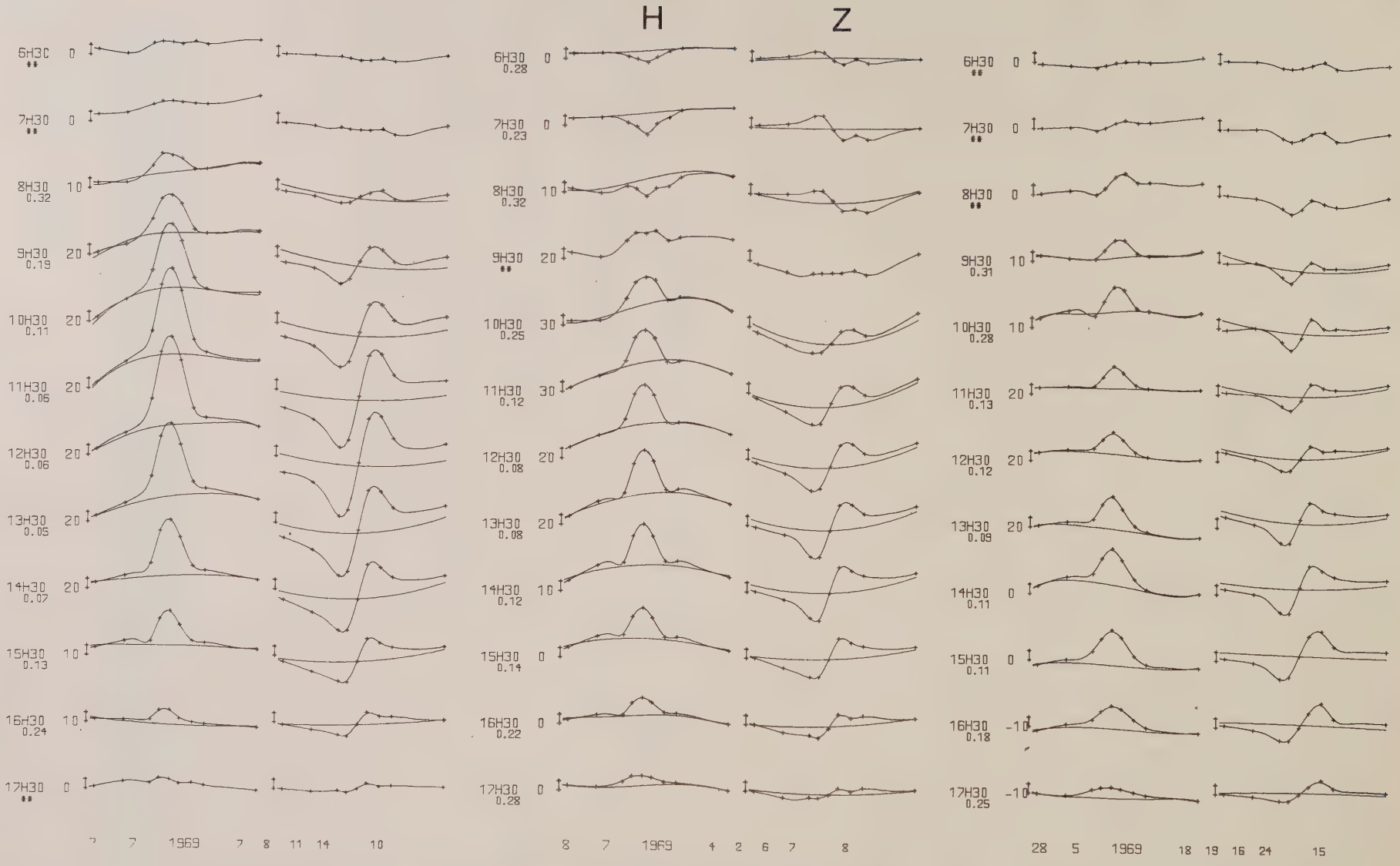


FIG. 38. — Exemples de la variabilité du rapport r_q en deux jours successifs et exemple d'une perturbation en fin d'après-midi (valeurs négatives du S_R^P de H). Croix : valeurs observées. L'échelle représente 10 gammas. Sa base équivaut à 0 pour Z, à la valeur indiquée pour H. Le chiffre écrit sous chaque heure T. L. est la valeur de r_{18}/r'_{18}, remplacée par des astérisques si $r_{18}/r'_{18} > 0{,}4$ (en ce cas, le S_R^P n'est pas dessiné). A droite de la date, les 4 indices trihoraires a_m de 6 h 00 à 18 h 00 T. U. et l'indice A_m du jour.

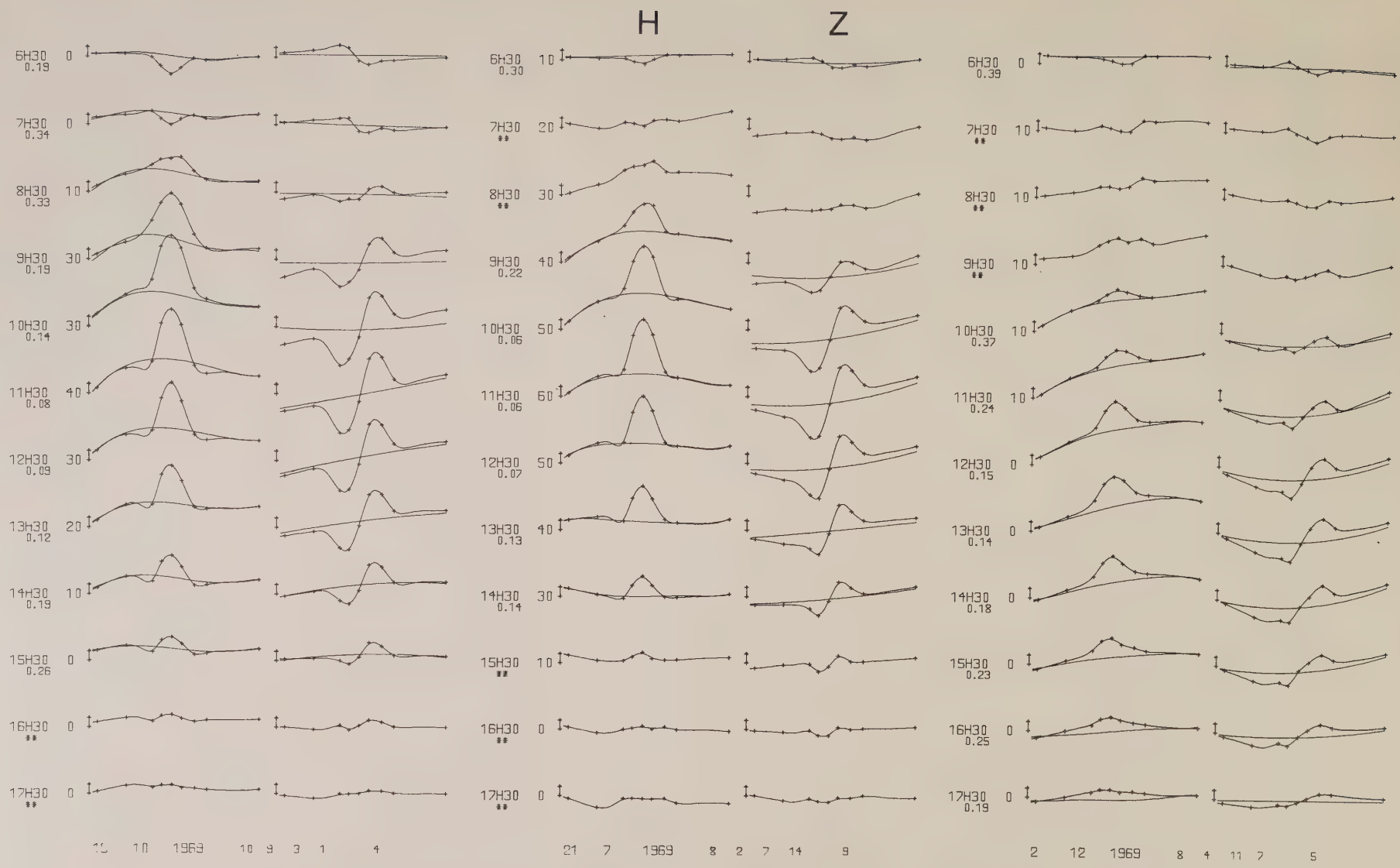


FIG. 39. — Exemples possibles de profils déformés par l'effet des vents neutres. Croix : valeurs observées. L'échelle représente 10 gammas. Sa base équivaut à 0 pour Z, à la valeur indiquée pour H. Le chiffre écrit sous chaque heure T. L. est la valeur de r_{18}/r'_{18}, remplacée par des astérisques si $r_{18}/r'_{18} > 0{,}4$ (en ce cas, le S_R n'est pas dessiné). A droite de la date, les 4 indices trihoraires a_m de 6 h 00 à 18 h 00 T. U. et l'indice A_m du jour.

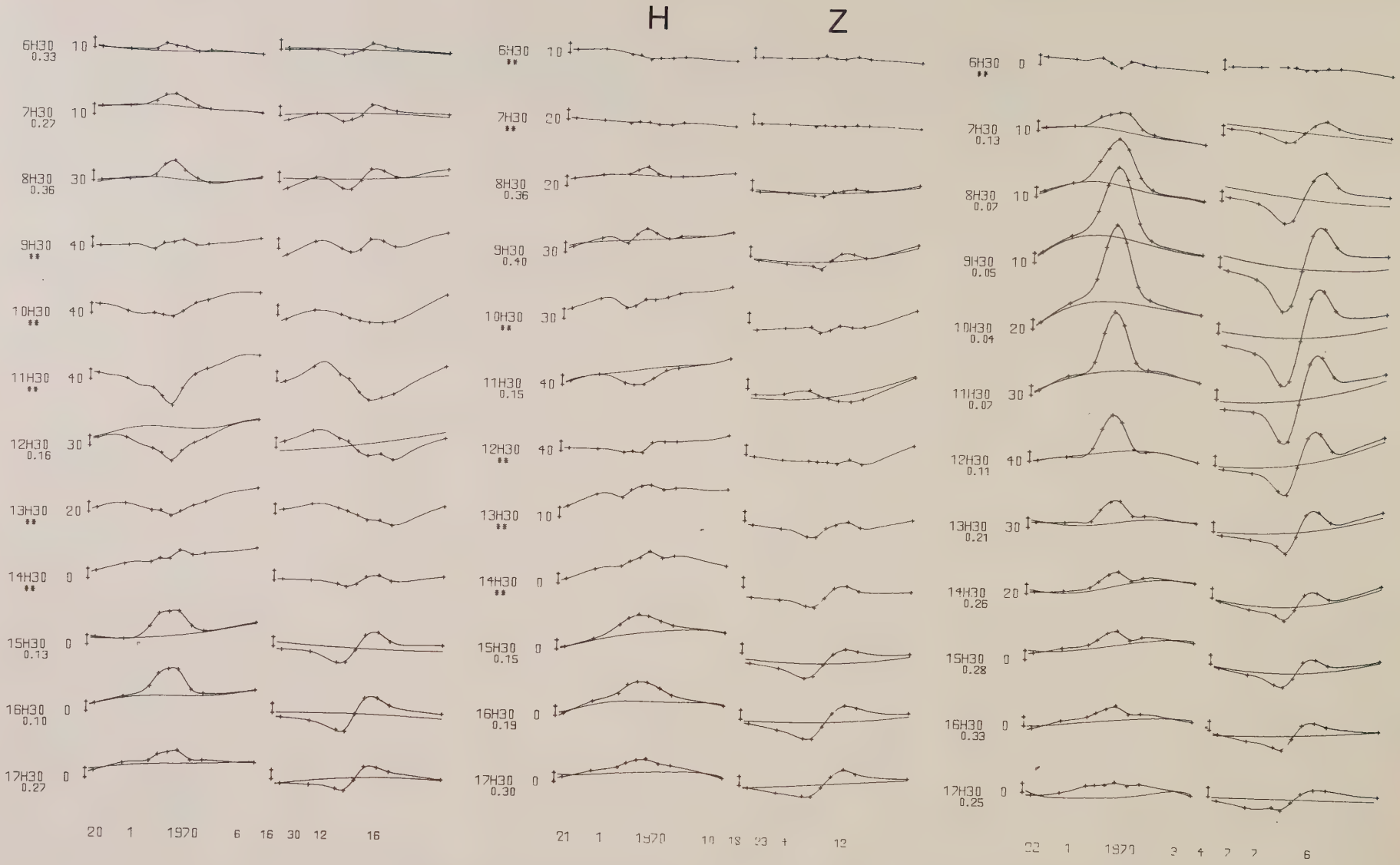


FIG. 40. — Exemples de l'effet d'une faible agitation au milieu de journée (les deux premiers jours), comparés à un jour très calme (le 3e jour). Croix : valeurs observées. L'échelle représente 10 gammas. Sa base équivaut à 0 pour Z, à la valeur indiquée pour H. Le chiffre écrit sous chaque heure T. L. est la valeur de r_{18}/r'_{18}, remplacée par des astérisques si $r_{18}/r'_{18} > 0{,}4$ (en ce cas, le S_R^P n'est pas dessiné). A droite de la date, les 4 indices trihoraires a_m de 6 h 00 à 18 h 00 T. U. et l'indice A_m du jour.

Sur la figure 37, nous donnons des exemples de contre-électrojet fort l'après-midi, pour lesquels nous indiquons ci-dessous les demi-largeurs observées :

		13 h 30	14 h 30	15 h 30	16 h 30
15.7.69	a_1 (km)	—	671	510	423
10.1.70	a_1 (km)	628	529	447	368

De nouveau, ces valeurs paraissent supérieures à la moyenne obtenue pour l'électrojet normal. On notera les formes de transition complexes du S_R de H à 12 h 30 et 13 h 30 le 15.7.1969. Elles sont le signe d'un ruban négatif très large, qui pourrait être expliqué par les vents neutres. Ainsi, la forme de ces profils est proche de celle de 14 h 30 le 15.10.1969 (voir Fig. 39).

		13 h 30	14 h 30	15 h 30	16 h 30
15.7.69	S_R^P	—	+ 35	+ 21	+ 16
	ΔH_E	—	− 31	− 34	− 21
10.1.70	S_R^P	+ 26	+ 13	+ 12	+ 13
	ΔH_E	− 29	− 42	− 37	− 14

Cependant, nous donnons ci-dessus les intensités respectives du S_R^P et du ΔH_E de H au centre en gammas. Or, le 15.7.69, si le S_R de H (soit $S_R^P + S_R^E$) est encore faiblement positif à 14 h 30, nous savons qu'à cette heure la couche E sporadique équatoriale a totalement disparu (Fambitakoye, Rastogi, Tabbagh et Vila, 1973), ce qui est le signe d'un renversement des courants. De même, le 10.1.70, le S_R de H devient lui-même franchement négatif à 14 h 30 tandis que sur les bords du profil, il reste franchement positif (environ + 20 gammas). Le ΔH_E de − 42 gammas ne peut provenir d'un effet des vents neutres. Un des problèmes essentiels non résolus actuellement est donc sans doute le suivant : pourquoi le contre-électrojet est-il si large (environ 800 km) au moment de son apparition et pourquoi reste-t-il plus large que l'électrojet quand il est pleinement formé ?

Sur la figure 38, nous présentons 3 jours dont 2 consécutifs. Ceux-ci ont pour but de montrer le contraste entre un jour où l'effet de l'électrojet semble normal (le 7.7.69) et le lendemain où il est très faible. A 11 h 30, les S_R^P de H sont équivalents au centre (62 et 57 gammas respectivement), les ΔH_E sont, par contre, très différents (90 et 33 gammas). Le 7.7.69, l'analyse ne détecte qu'un seul ruban tout au long de la journée ; le 8.7.69, on a un second ruban de 11 h 30 à 13 h 30 ; sa présence est pourtant très probable aux heures suivantes (parce que l'analyse est revenue sur un seul ruban, l'interpolation à la station fictive entre S_2 et S_3 est mauvaise et le profil apparaît déformé entre ces 2 stations par rapport à l'heure précédente). L'intérêt du troisième jour sur cette figure 38 (le 28.5.1969) est de montrer l'effet d'une perturbation l'après-midi. En ce jour, l'électrojet est très faible en milieu de journée. Il devient plus fort à 14 h 30 et 15 h 30, et, assez curieusement, ne se renverse pas à 16 h 30 alors que le S_R^P de H est négatif. Nous avons vérifié qu'une perturbation négative existe et s'achève à 18 h T. U. (soit 19 h T. L.) aussi bien à M'Bour qu'à Bangui (voir Mayaud, 1967 pour le critère « synchronisme » en temps universel des perturbations). Le niveau de nuit, pris dans la nuit suivante, n'en tient pas compte ; le S_R^P est donc inexact. De tels effets sont la cause de la dispersion très grande des rapports r_q de la figure 35 pour les I_P très faibles. D'autre part, puisque l'électrojet n'est pas sensible à ces perturbations, on devrait pouvoir en conclure que celles-ci ne sont pas causées par des courants circulant dans l'ionosphère.

La figure 39 contient des exemples qui illustrent l'effet des vents neutres. Le 21.7.1969 et le 15.10.1969, sont détectés deux rubans respectivement de 10 h 30 à 14 h 30 et de 11 h 30 à 15 h 30. L'intensité du second ruban est le tiers de celle du premier le second jour, seulement le quart le premier. Ce qui est remarquable le 21.7.1969, est la déformation du S_R^P de H qui prend place en fin d'après-midi. L'amplitude est plus grande à S_1 (Tamanrasset) qu'à S_2 (Faya-Largeau). Ceci fait contraste avec les amplitudes relatives à ces mêmes stations à 10 h 30 et 11 h 30. De telles différences sont probablement un autre exemple de l'effet des vents neutres.

D'autre part, le 2.12.1969 est un jour où l'électrojet est très faible à 10 h 30 et 11 h 30. Le lendemain, jour très calme également (nous n'en donnons pas les profils), il est presque 4 fois plus fort à 10 h 30 avec un S_R^P de H pourtant de même amplitude. A 17 h 30, un fait intéressant apparaît : sur le S_R de H, aucune trace d'un électrojet n'existe sinon un maximum très large, mais le profil de Z présente encore nettement l'aspect d'une variation de type

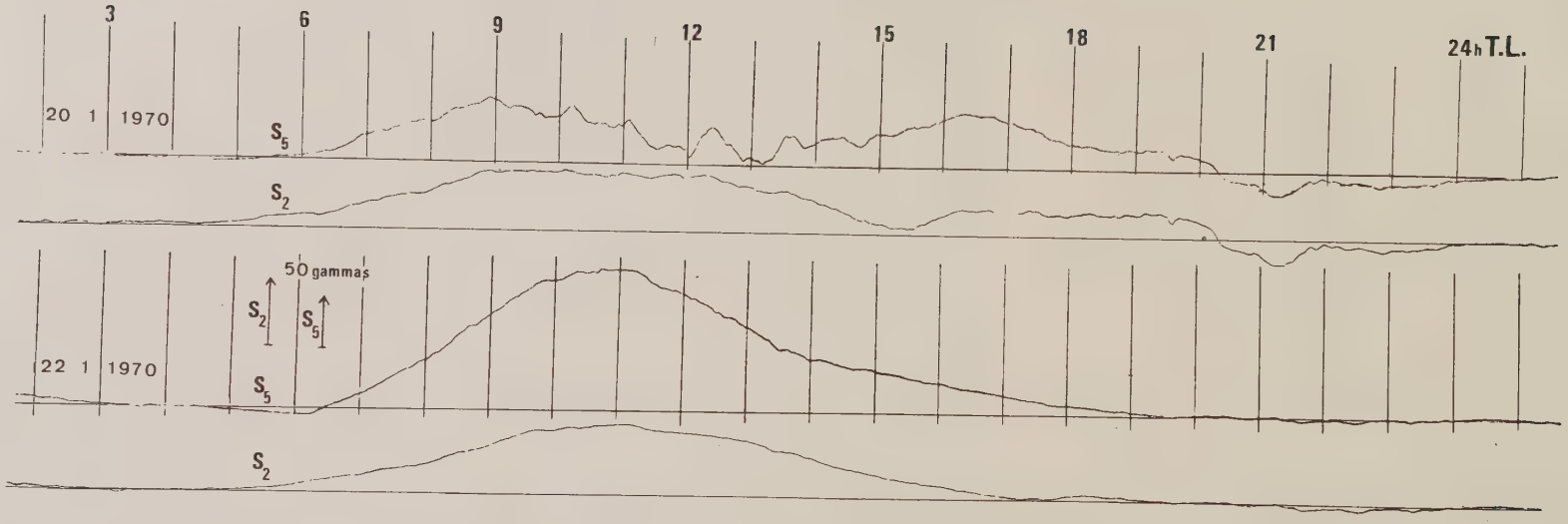


FIG. 41. — Enregistrement de la composante horizontale à S_5 et S_2 les 20 et 22.1.1970 (voir profils de la figure 40). Les niveaux-zéro choisis aux 2 stations pour un jour sont représentés par les droites joignant une nuit à l'autre.

électrojet. L'analyse donne une demi-largeur $a_1 = 1\,040$ km, qui est par conséquent très grande. Ce type de profil est peut-être typique d'un pur effet des vents neutres. Supposons que, au centre du profil, le S_R^P soit représenté non par la définition obtenue par l'analyse mais soit la valeur du S_R lui-même, et que la valeur du S_R^P au long du profil soit constante et égale à cette valeur. Supposons alors que la variation S_R observée sur H (négative de part et d'autre du centre du profil, par rapport à la valeur au centre) soit causée par les vents neutres (distribution des densités de courants nulle au centre, et négative de part et d'autre). Une telle distribution de courants doit causer un profil de Z dont les extremums ont bien le signe de ceux qui sont observés.

La figure 40 présente une séquence de jours qui ont tous un $A_m \leqslant 16$ mais certains intervalles sont perturbés en milieu de journée. Le premier jour (20.1.70), une inversion de l'électrojet extrêmement large prend place. L'analyse, qui n'a pas échoué à 12 h 30, donne une demi-largeur $a = 1\,060$ km, difficilement explicable par le mécanisme électrojet. Les profils apparaissent eux-mêmes beaucoup moins réguliers qu'à l'ordinaire. La figure 41 aidera à comprendre pourquoi. Elle donne une reproduction des enregistrements de H pour la station centrale S_5 et la station S_2. A cette dernière station, la courbe de la variation journalière est un pur maximum et l'agitation est à peine visible ; en S_5 elle est grande (d'où les irrégularités des profils) et on discerne un minimum secondaire pour la variation journalière. Quelle est son origine ? les vents neutres ? ou bien une influence de l'agitation sur le mécanisme électrojet ? La seconde hypothèse nous semble plus vraisemblable mais reste à prouver. Il est important de rappeler que, lorsqu'on regarde de longues séries de magnétogrammes de Huancayo, la variation journalière tend souvent à disparaître systématiquement en période agitée.

5 *Variations temporelles pour 2 séries de jours successifs*

La figure 42, analogue à la figure 24*C*, concerne deux séries de jours successifs dont le tableau XXIX donne les valeurs des A_m. La première série illustre surtout la variabilité des rapports r en milieu de journée, la seconde, des événements « contre-électrojet » d'après-midi. On notera que l'échelle des rapports r est 2 fois plus petite que celle de la figure 24*C*.

TABLEAU XXIX. — Valeurs de A_m pour les jours de juillet 1969 et janvier 1970 dessinés sur la figure 42

				juillet 1969				
jours	2	3	4	5	6	7	8	9
A_m	10	4	3	2	6	10	8	12
				janvier 1970				
jours	6	7	8	9	10	11	12	
A_m	9	8	12	15	8	7	12	

1) *Série de juillet* 1969. Cette première série contient les deux jours donnés en exemple (7 et 8 juillet) dans la figure 38. La différence entre les deux jours apparaît bien de nouveau sur les courbes r_q (ou r_H). Une différence analogue, et même plus grande, existe entre les 2 et 3 juillet. En ce cas, cependant, c'est l'amplitude du S_R^P qui a augmenté du 2 au 3 juillet sans que celle du S_R ($= S_R^P + S_R^E$) augmente. Le contre-électrojet du matin est nettement plus fort les 3 et 8 juillet que les 2 et 7 (en ce dernier jour — voir encore Fig. 38 —, l'analyse échoue à 6 h 30 et 7 h 30). Nous avions remarqué en commentant les profils du 6 juin 1969 (Fig. 36) que l'amplitude du S_R^E était relativement faible en milieu de journée par rapport à celle du S_R^P. Nous retrouvons ici deux séquences de jours, présentant alternativement un contre-électrojet faible le matin et un contre-électrojet fort, et, dans la journée, des rapports r_q élevés et faibles. Est-ce que le contre-électrojet est encore présent en milieu de journée les 3 et 8 juillet comme il pourrait l'être le 6 juin ? La question est posée, comme elle l'était par la figure 2 de Gouin et Mayaud (1967) ou par l'analyse de la variation en longitude de l'intensité de l'électrojet de Mayaud (1969). En ce cas, la dispersion observée sur la figure 35 (rapports r_q en fonction de I_P) pourrait provenir, non seulement d'un effet des vents neutres, mais aussi bien d'une action d'un contre-électrojet.

2) *Série de janvier* 1970. Cette série contient le 10 janvier, donné en exemple sur la figure 37. Le contre-électrojet est présent presque chaque jour dans l'après-midi (voir les courbes q^E). Les 6 et 11 janvier, les profils d'après-midi pour lesquels l'analyse échoue, ressemblent à ceux de 16 h 30, le 28.12.1968 (Fig. 36). L'occurrence du contre-électrojet, les 7, 8, 9, 10 et 12 montre bien qu'un effet lunaire n'est pas dominant (le phénomène ne suit pas le temps lunaire). Le S_R de H au centre (courbes H_c) n'est pas toujours négatif quand la quantité intégrée de courants q^E l'est (et ceci suppose que les profils de H et Z sont renversés). Le croisement des courbes H_c (ou $q(a_1)$) au moment où le contre-électrojet commence, puis les valeurs positives conservées par le S_R^P tandis que le S_R ($= S_R^P + S_R^E$) devient négatif, illustrent de nouveau la difficulté essentielle relative au contre-électrojet : un S_R^P positif ne peut « nourrir » un S_R^E négatif. On notera qu'aucun des jours à contre électrojet d'après-midi ne présente un contre-électrojet le matin. Ceci provient seulement de ce que le contre-électrojet du matin est moins fréquent au solstice de décembre. La figure 37 illustrait un jour (le 15.7.1969) où le contre-électrojet est présent aussi bien le matin que l'après-midi.

FIG. 42. — Variations journalières de 6 h 30 à 17 h 30, pour deux séries de jours successifs en juillet 1969 et janvier 1970, de q^E, $q(a_1)$ et H_c, r_q et r_H. Avec $q(a_1)$ et H_c, la courbe supérieure représente l'effet total (soit le S_R) et la courbe inférieure représente l'équivalent du S_R^P. Croix : un ruban. Carrés : 2 rubans. Pour q^E, la valeur de I_0 du 2^d ruban est représentée par l'extrémité de la flèche. Cercles : le rapport r_{18}/r'_{18} est supérieur à 0,2.

q^E
amp
50000
0
$q(a_1)$
100000
0
r_q
5
0
H_c
100 γ
0
r_H
5
0
2
3
4
5
6
7
8
9
7 1969
6
7
8
9
10
11
12
1 1970

6

CONCLUSION

Si cette étude des effets magnétiques de l'électrojet équatorial apporte des résultats nouveaux, c'est avant tout parce que, pour la première fois, on a pu implanter une chaîne comportant un nombre suffisant de stations et la faire fonctionner pendant un laps de temps convenable. Quatre stations supplémentaires, les stations fictives introduites dans l'analyse globale, eussent été très utiles. Mais les quelques exemples de profils en latitude de la variation S_R au travers de l'équateur magnétique que nous avons donnés constituent, par eux-mêmes, des documents inédits. La régularité de la plupart des profils est impressionnante et, s'ils soulèvent des problèmes que nous n'avons pas toujours pu résoudre, ils illustrent dans toute leur pureté, et leur variabilité, les effets de ce phénomène naturel localisé mais fascinant constitué par l'électrojet.

Le premier problème que nous avons cherché à résoudre concerne les effets induits par ce phénomène. Selon les travaux antérieurs, celui-ci est soumis à la loi générale de la variation S_R planétaire, soit un taux d'induction de 25 à 30 %. En fait, nous sommes arrivés à une conclusion très différente. Les effets internes de l'électrojet proprement dit sur la variation journalière, le S_R^E, sont pratiquement négligeables. Ils existent, par contre, pour les variations irrégulières ou perturbations et dépendent alors de leur vitesse de variation dans le temps. Dans la suite de notre étude, nous sommes revenus à plusieurs reprises sur la validité de cette conclusion. Si des effets internes existent pour le S_R^E, on peut affirmer que leur amplitude est inférieure à la limite de précision des observations elles-mêmes. La régularité des profils annuels, les plus aptes à détecter des effets internes qui n'ont pas de raison de varier de manière importante dans le temps en ce qui concerne le S_R, laisse cependant penser que la précision doit être assez grande en ce cas.

Nous avons proposé une interprétation de cette anomalie apparente, dont nous avons d'ailleurs montré (Fambitakoye et Mayaud, 1973) qu'elle n'était pas le fait du seul méridien de nos observations, mais existait aussi bien sur le méridien de Huancayo (l'évaluation classique faite sur ce méridien est erronée). Que l'électrojet induise des effets internes pour les perturbations et non pour le S_R provient de ce que, dans le premier cas, l'induction est causée par la variation rapide, dans le temps, de l'intensité du champ inducteur, tandis que, dans le second cas, elle est causée par la seule rotation de la Terre. C'est alors la configuration du champ inducteur S_R externe, par rapport au vecteur rotation, qui importe et on peut montrer que cette configuration est telle que les effets induits ne peuvent être que faibles.

Supposant que les effets internes sont négligeables, et vérifiant qu'il en est bien ainsi à plusieurs stades de cette nouvelle étape, nous avons cherché à mettre au point une méthode qui permette de déterminer les paramètres de l'électrojet. La séparation que nous avons tentée entre ce que nous appelons les deux composantes du S_R dans la région de l'électrojet, le S_R^P et le S_R^E, peut paraître critiquable d'un point de vue physique. Le phénomène « électrojet »

est cependant causé par un « supplément » de courants circulant dans une bande très étroite en latitude (600 à 800 km), et un modèle plus ou moins simple de distribution des courants dans cette bande doit permettre de simuler les effets magnétiques localisés que révèlent nos profils. Un calcul analytique global, incluant une interpolation à l'aide de stations fictives, effectue une séparation des deux composantes S_R^P et S_R^E, capable de représenter les effets magnétiques observés. Pour le S_R^E, nous obtenons des paramètres simples à partir d'un ruban infiniment mince de courants, défini par son centre c, sa demi-largeur a et la densité I_0 des courants au centre, la distribution des densités dans le ruban étant de la forme

$$I(x) = I_0[1 - (x - c)^2/a^2]^2 .$$

Nous avons montré que de tels paramètres, par ailleurs, sont capables de simuler, avec une très bonne précision, les effets magnétiques de la distribution, en altitude et en latitude, des courants d'un modèle théorique de l'électrojet (Richmond, 1973). Le fait que l'approximation, par les paramètres a et I_0, des effets magnétiques de ce modèle d'une part, de la distribution intégrée en altitude des courants d'autre part, conduit aux mêmes résultats, prouve que les paramètres dérivés des observations ont une signification physique et sont directement comparables à ceux du modèle.

Nos profils magnétiques présentent souvent des déformations sur leurs ailes, une observation qui n'avait pas encore été faite ; elles suggèrent l'existence d'un second ruban, à courants de sens contraire et de largeur plus grande. Notre analyse globale a été conçue pour détecter ce second ruban lorsqu'il existe. Notons encore, avant d'énoncer les résultats obtenus par cette méthode d'analyse, que nos profils ont révélé, pour la première fois également, que les écarts négatifs par rapport au niveau de nuit, de la variation S_R de la composante horizontale près de l'équateur magnétique correspondent bien à un contre-électrojet (ruban de courants dirigés vers l'Ouest) ainsi que Gouin et Mayaud (1967) l'avaient suggéré. La preuve en est l'inversion, en ce cas, des profils de H et Z, une inversion qui n'exige pas d'ailleurs que la variation S_R de H soit réellement négative, par rapport au niveau nocturne, à l'équateur. En ce sens, la notation de Gouin et Mayaud est exacte : le contre-électrojet est bien présent lors de minimums secondaires de la variation S_R de H en une station proche de l'équateur magnétique, même si l'écart au niveau nocturne ne devient pas négatif.

Notre méthode d'analyse est applicable aussi bien à chaque heure des jours pris individuellement qu'à des moyennes mensuelles, saisonnières ou annuelles. Etant donné la variabilité jour-à-jour du phénomène et, par suite, sa très grande complexité, nous avons choisi de porter l'essentiel de notre effort sur une étude des valeurs moyennes. Celles-ci, sans doute, peuvent masquer des traits particuliers importants de ce phénomène mais elles permettent, en une première approche, d'en dégager les principales caractéristiques. Les résultats que nous allons énoncer sont, ici encore, nouveaux parce qu'aucun profil antérieur ne permettait une étude aussi fine.

La position en latitude du phénomène « électrojet » est, selon toutes les théories actuelles, déterminée par la configuration des lignes de force du champ magnétique terrestre ; il doit être centré sur le zéro de la composante verticale, à l'altitude moyenne où circulent les courants dans la couche E de l'ionosphère. Nous avons montré que la position du centre c dépendait de divers facteurs. Deux d'entre eux, la dissymétrie du S_R^P de H et la valeur moyenne du S_R^P de Z au travers de l'équateur permettent de réduire de moitié la divagation du centre en ce qui concerne les moyennes saisonnières et annuelles. D'autre part, la position de l'équateur magnétique lui-même varie beaucoup en fonction de la longitude ; ceci entraîne une variation journalière de la position du centre, qui peut atteindre 30 km. En tenir compte réduit encore de moitié les variations de position du centre. Finalement, après corrections par ces facteurs, nous obtenons une position moyenne à 22 km au Nord du parallèle 10° N, ce qui correspond exactement à la position moyenne de l'équateur magnétique dans une bande de $\pm$ 20° de longitude de part et d'autre du méridien de nos observations. L'écart-type à cette valeur est seulement de 3 à 4 km pour les valeurs saisonnières. Par ailleurs, la position du centre, lorsque le contre-électrojet est présent le matin, est environ 40 km plus au Nord ; l'interprétation de cette anomalie reste douteuse.

Les variations des deux autres paramètres a et I_0 sont étudiées à l'aide d'une comparaison systématique avec le modèle de Richmond (1973). L'intérêt de ce modèle, et sa valeur, est en particulier de prendre en compte les effets des instabilités de plasma et des vents neutres. La comparaison des valeurs observées a et I_0 aux valeurs théoriques montre d'une part que les effets des instabilités de plasma sont essentiels pour rendre compte des observations bien qu'ils soient sans doute sous-estimés dans l'état présent du modèle. Cependant l'écart entre valeurs observées et valeurs théoriques décroît avec l'intensité du phénomène, un fait que le modèle permet d'expliquer par la saturation

du phénomène « électrojet » telle qu'elle est causée par les instabilités quand l'intensité augmente. La dispersion des valeurs observées, assez grande, peut être due aux erreurs d'observation ou à la méthode d'analyse. Mais l'effet des vents neutres, tel que le modèle permet de les apprécier, est certainement prépondérant.

De plus les vents neutres sont la cause de l'existence apparente d'un second ruban, de largeur environ 2 fois plus grande, dont nous avons parlé ci-dessus. En bref, le modèle de Richmond permet de montrer que tandis que le mécanisme qui engendre l'électrojet cause un « supplément » de courants près de l'équateur, les vents neutres y causent un « déficit ». La largeur du premier est déterminée par les pieds des lignes de force dont l'apex est dans la couche E, celle du second par les pieds de celles dont l'apex est à plus haute altitude, d'où la différence de largeur entre les effets. Lorsque la direction des vents neutres est telle que les courants qu'ils causent de part et d'autre de l'équateur sont positifs, on a, par suite du déficit de courants à l'équateur, l'apparence d'un ruban de sens contraire que nous appelons un « pseudo » contre-électrojet. Ce phénomène met en relief l'importance des vents neutres dans les régions équatoriales.

Du contre-électrojet lui-même, nous avons seulement montré d'une part que, au moment de son occurrence, le S_R^P de H restait positif. Cette observation, certaine, pose un problème d'interprétation difficile que nous n'avons pas résolu : quelle est l'origine des courants dirigés vers l'Ouest qui engendrent le contre-électrojet ? Les profils de la composante D dont nous disposons permettent d'ailleurs d'affirmer qu'il ne s'agit pas d'un vortex local. Les largeurs observées, d'autre part, semblent anormalement grandes ($a \sim 400$ km, au lieu de valeurs inférieures à 300 km selon l'intensité du phénomène).

Les analyses de jours pris individuellement confirment en général les conclusions précédentes. En ce qui les concerne, nous avons cherché surtout à énoncer, à l'aide d'une série d'exemples, certains des problèmes qui restent à élucider pour mieux comprendre l'électrojet équatorial. Le problème fondamental reste celui de l'origine du contre-électrojet, et, en particulier, de comprendre pourquoi les formes de transition entre électrojet et contre-électrojet sont si larges.

Notons enfin que nous avons montré, et il semble que c'est une des premières fois que ce résultat est acquis, que la composante verticale du rotationel du champ S_R est nulle en moyenne. Les écarts des observations à cette loi physique peuvent être interprétés comme une variation en temps universel du champ S_R.

APPENDICES

APPENDICE A

Description de la méthode d'interpolation utilisée dans le chapitre 2

Les formes des profils en H et Z (Fig. 1) sont extrêmement différentes. Il n'est donc point évident *a priori* que la *même* méthode d'interpolation soit applicable aux valeurs expérimentales H_T et Z_T définies précédemment. A cet égard, nous pouvons vérifier les validités relatives de diverses méthodes d'interpolation en les appliquant aux courbes théoriques de la figure 1, puisque nos courbes expérimentales (voir les courbes S_R de la figure 5) ont une forme analogue. Appelons Y_e les valeurs théoriques aux abscisses des neuf stations pour les effets d'un ruban externe : elles sont les équivalents de nos valeurs « expérimentales ». A partir de ces Y_e, nous pouvons chercher à interpoler des valeurs Y_i de 50 en 50 km le long du profil ; nous pouvons d'autre part calculer des valeurs « théoriques » Y_t en ces mêmes points. La figure 2 représente les différences $Y_i - Y_t$ obtenues par diverses méthodes pour H ou pour Z, les abscisses des neuf valeurs Y_e étant indiquées en bas (S_1 à S_9). On notera que l'échelle d'ordonnées de cette figure est dilatée quatre fois par rapport à celle de la figure 1.

Une première méthode, très grossière, consisterait en une interpolation linéaire entre les neuf valeurs Y_e. Le résultat obtenu est illustré en a sur la figure 2. Une méthode plus fine consiste à lisser les valeurs Y_e à l'aide de fonctions spline (Reinsch, 1967) ; celles-ci donnent la possibilité de calculer des valeurs interpolées en des points quelconques. Les différences Δ ainsi obtenues sont représentées en b sur la figure 2. Il serait vain de prétendre obtenir des différences très faibles tout au long des profils en H et Z, en particulier dans la région centrale où les erreurs relatives, dues au mode d'interpolation, deviennent évidemment plus faibles. Les autres différences Δ, représentées sur la figure 2 (b_1 et $b_{1,2}$ pour H, b_1' pour Z) correspondent à des essais pour améliorer l'interpolation sur les bords du profil où les erreurs relatives deviennent beaucoup plus importantes.

Pour la composante Z, l'absence de valeurs observées entre les stations S_8 et S_9 (côté Sud) peut être compensée valablement par l'adjonction d'une valeur Y_e supplémentaire, qui correspondrait à une station fictive F_1' située à égale distance des stations S_8 et S_9 et qui serait égale à la moyenne des valeurs Y_i obtenues par les interpolations de type a et b. Un nouveau lissage, par les fonctions spline, appliqué aux 9 valeurs Y_e et à cette valeur supplémentaire donne le résultat illustré en b_1'.

Pour la composante H, c'est sur le bord Nord que les interpolations a et b sont les moins satisfaisantes. L'adjonction d'une première valeur supplémentaire Y_e, qui correspondrait à une station fictive F_1 située à égale distance des stations S_1 et S_2 et qui serait égale à la moyenne des valeurs Y_e en S_1 et S_2, permet déjà d'obtenir une première amélioration ; un lissage, par les fonctions spline, appliqué aux 9 valeurs Y_e et à la valeur ainsi obtenue en F_1 donne le résultat illustré en b_1. Pour réduire les différences Δ subsistant entre les stations S_2 et S_3, nous avons ajouté une seconde station fictive F_2, à distance égale de S_2 et S_3. Selon la figure 1, la station S_3 se trouve dans une région où l'effet de l'électrojet sur H croît rapidement et la moyenne des valeurs Y_e en S_2 et S_3 ne serait pas représentative (les différences Δ de l'interpolation linéaire a entre S_2 et S_3 illustrent bien ce fait). Nous avons choisi en conséquence d'introduire, pour cette station fictive, une valeur *calculée*. Selon la courbe théorique de la figure 1, la différence entre les effets sur la composante H aux abscisses S_2 et F_2 est égale à 3,1 gammas lorsque l'amplitude au centre est de 100 gammas ; il est clair que même une erreur de l'ordre de 20 % sur une estimation de l'effet de H au centre, soit H_c (obtenu, par exemple, par la valeur Y_e observée à la station centrale S_5, moins la moyenne des valeurs Y_e observées aux stations S_2 et S_8, voir Fig. 1), n'introduira sur la valeur supplémentaire Y_e de la station fictive F_2 qu'une erreur de quelques dixièmes de gamma si nous choisissons pour cette valeur une quantité égale à la somme $Y_{e,S_2} + (3{,}1 \times H_c)/100$. Le lissage, après adjonction de cette seconde station F_2, donne le résultat illustré en $b_{1,2}$.

Les valeurs interpolées Y_i au centre du profil présentent encore des écarts importants avec les valeurs Y_t. Il serait sans doute assez vain de chercher à réduire encore ces écarts à partir d'une densité de stations aussi faible dans les régions où la variation au long des profils est rapide. Sur les bords, les écarts sont relativement faibles. Nous montrerons dans notre discussion sur l'opérateur de Kertz que ceci est important, car des erreurs sur les bords introduisent des effets parasites plus grands que des erreurs dans la région centrale.

APPENDICE B

Les fonctions spline

Soit une série de valeurs y_i, d'abscisses x_i ($i = 1, 2, ..., n$). On désire interpoler entre les points x_i, y_i par une courbe qui passe par ces points, mais l'on ignore la forme de la fonction capable de représenter cette série de valeurs. On ne peut utiliser un polynôme car il faudrait que la série de n valeurs soit représentée exactement par le polynôme de degré $(n - 1)$.

La fonction spline $S(x)$ d'interpolation d'ordre 2, formée de morceaux de cubiques dont les tangentes en chaque point x_i, y_i ont des pentes égales, vérifie les conditions suivantes :

a) $S(x_i) = y_i$,

b) $S(x)$, $S'(x)$ et $S''(x)$ sont des fonctions continues dans l'intervalle (x_1, x_n),

c) $S(x)$ est une droite à l'extérieur de l'intervalle (x_1, x_n).

Selon les conditions *b*) et *c*) et l'ordre 2 choisi pour $S(x)$, la fonction $S''(x)$ est une courbe continue formée de segments de droite et est nulle en $x \leqslant x_1$ et $x \geqslant x_n$. Selon la condition *b*), les tangentes aux points x_i entre les deux morceaux de cubique sont égales. Enfin les $S(x_i)$ sont connus. Ces divers éléments permettent le calcul de $S(x)$ en chaque point x.

La fonction spline d'ordre 2 peut aussi bien être utilisée comme fonction d'ajustement ou de lissage. En ce cas, le calcul consiste à rechercher la fonction $S(x)$ qui minimise

$$\int_{x_1}^{x_n} (S''(x))^2 \, dx \qquad \text{(e)}$$

parmi toutes les fonctions $S(x)$ telles que

$$\sum_{i=1}^{n} \left(\frac{S(x_i) - y_i}{\Delta y_i} \right)^2 \leqslant F \qquad \text{(f)}$$

où Δy_i est une estimation de l'erreur faite sur y_i.

La signification de la condition *f* est évidente : elle impose aux fonctions $S(x)$ de ne pas s'écarter des valeurs y_i au-delà d'une certaine limite. La condition *e* choisit, parmi les $S(x)$ possibles, celle qui oscille le moins.

Nous avons retenu une valeur de F correspondant à un écart-type des Δy_i de 0,5 gamma. Cette valeur est l'ordre de grandeur des résidus moyens les plus faibles que nous obtiendrons lors des analyses définitives. Imposer une limite aussi faible revient en fait à contraindre le lissage à prendre en compte les erreurs d'observation qui sont, en général, beaucoup plus grandes (quelques gammas).

APPENDICE C

Description des sous-étapes de l'analyse

SOUS-ÉTAPE I. Première évaluation des paramètres concernant l'électrojet

En interpolant par la fonction spline entre les H_T des stations S_2 à S_8, nous faisons une évaluation de $\Delta H'_E$ en retranchant la moyenne des H_T en S_2 et S_8 à l'extremum du profil S_R de la composante H. Puis, par interpolation entre les Z_T des stations S_2 à S_8, nous évaluons la distance D' entre les extremums du profil S_R de Z. Des paramètres I_0 et a en sont déduits pour le S_R^E, le centre c étant fixé à 0 km et l'altitude h à 105 km.

SOUS-ÉTAPE II. Définition d'un premier S_R^P et première interpolation aux stations fictives F

A l'aide de ces diverses quantités et dans l'hypothèse d'un ruban unique, nous calculons un S_R^P provisoire par un procédé analogue à celui décrit dans la définition *e* du tableau VII (5 points pour le S_R^P de H, 3 points pour le S_R^P de Z). L'interpolation aux stations fictives (F_1 à mi-distance entre S_1 et S_2, F_2 à mi-distance entre S_2 et S_3, F_3 et F_4 au 1er tiers et au 2e tiers entre S_8 et S_9) repose alors sur le principe suivant. Selon la figure 1, ces stations sont situées sur les ailes des profils, et, à l'exception de F_2 pour la composante Z, les effets du S_R^E y sont relativement *faibles* et ne varient que *lentement* avec la *latitude*. En conséquence, une évaluation provisoire des paramètres de l'électrojet à l'aide desquels nous calculons son effet supposé en ces stations fictives par les fonctions P_M et Q_M n'introduit que des erreurs faibles. Soient E_F les effets du S_R^E en ces stations fictives, et E_S les effets analogues aux stations réelles S_1, S_2, S_8 et S_9. Le S_R^P provisoire de la définition *e* est lui-même obtenu en retranchant aux H_T des 4 stations S_1, S_2, S_8 et S_9 les quantités E_S dans la zone où se trouvent les stations fictives F. Lorsque nous ajoutons les quantités E_F aux valeurs de ce S_R^P aux abscisses x_f des stations F, obtenant ainsi des valeurs H_T en ces stations, les erreurs d'évaluation sur les E_S et les E_F sont cohérentes entre elles (elles sont toutes calculées par la même fonction P_M) et l'erreur sur l'interpolation aux stations F ne provient que de l'aspect provisoire de la définition du S_R^P utilisé. Un procédé analogue est utilisé pour la composante Z (avec la fonction Q_M). Nous disposons ainsi de 13 valeurs H_T (ou Z_T) à partir desquelles nous calculons par la fonction spline 63 valeurs provisoires $H_{T,n}$ (ou $Z_{T,n}$).

SOUS-ÉTAPE III. Approximation de départ pour les coefficients f, g et u

D'une part, à partir du S_R^P défini en II, nous calculons par moindres carrés des coefficients f_i et g_i qui représentent une approximation de départ pour les fonctions F et G. Les coefficients I_0 et a sont réévalués à partir des 63 valeurs $H_{T,n}$ (ou $Z_{T,n}$). L'amélioration porte alors surtout sur I_0, évalué à l'aide de la différence entre l'extremum du profil de H et la valeur du S_R^P de H en ce point. De plus des coefficients sont systématiquement introduits pour un second ruban. Leur évaluation est faite par une exploration du profil du S_R de H dans la région des stations S_6, S_7 et S_8. L'existence d'un second ruban (comparer les profils de 10 h 30 et 12 h 30 de la figure 12) déforme rapidement le profil dans cette région en faisant varier les amplitudes respectives de S_7 et S_8. La partie Sud du profil est choisie parce que, avant que l'interpolation définitive ne soit achevée, le profil est mieux défini au Sud qu'au Nord à ces latitudes. La densité $I_{0,2}$ (ruban de sens contraire au ruban principal) est alors définie par la quantité $-rI_{0,1}$, le facteur r étant fonction de la forme du profil dans cette région. La demi-largeur a_2 est prise égale à 2 fois la demi-largeur a_1.

SOUS-ÉTAPE IV. Premier calcul des coefficients f, g et u et interpolation définitive

Un premier calcul des coefficients f_i, g_j et $u_{l,k}$ est alors effectué avec le système d'équations (9). Les coefficients f_i et g_j obtenus permettent un nouveau calcul du S_R^P aux stations F, et les coefficients $u_{l,k}$, un nouveau calcul des quantités E_F en ces mêmes points. Les

valeurs H_T et Z_T ainsi déterminées aux stations F constituent l'interpolation définitive, à moins que les critères choisis ne décident de l'abandon du second ruban (en ce cas, le calcul est repris avec un seul ruban à la sous-étape III). Cette interpolation, basée sur une première analyse globale, est certainement assez précise. De nouvelles valeurs $H_{T,n}$ et $Z_{T,n}$ sont alors calculées par la fonction spline au travers des 13 couples de valeurs H_T et Z_T.

Sous-étape V. **Définition du S_R^P définitif**

Un nouveau calcul des coefficients f_i, g_j et $u_{l,k}$ est effectué, les approximations de départ étant les dernières valeurs obtenues. La détermination du S_R^P, résultant des nouveaux f_i et g_j, est alors considérée comme définitive.

En général, les résidus au moment de la première approximation de départ (sous-étape III) et ceux obtenus au terme de la sous-étape V sont dans un rapport qui varie de 6 à 2.

Les valeurs $H_{T,n}$ et $Z_{T,n}$ dont les abscisses sont situées sur les ailes des profils sont moins certaines que celles situées au centre parce que les premières dépendent de l'interpolation aux stations fictives. Pour tenir compte de ce fait, un poids double est systématiquement attribué aux valeurs $H_{T,n}$ et $Z_{T,n}$ comprises entre + 700 et — 700 km et un poids un aux autres valeurs dans tous les calculs des coefficients f_i, g_j et $u_{l,k}$ (i. e. aussi bien dans les sous-étapes IV et V que dans la sous-étape VIII).

Sous-étape VI. **Calcul des effets de bord pour l'usage de l'opérateur de Kertz**

Nous avons vu au chapitre II l'importance de la condition de nullité, aux bords du profil, des variations analysées. Pour apprécier l'effet de bord dans chaque cas, nous analysons par l'opérateur de Kertz les valeurs S_R^E obtenues au terme de la sous-étape V. Elles sont purement externes puisqu'elles résultent des fonctions P_M et Q_M. Les effets internes obtenus sont une mesure exacte de l'effet de bord.

Sous-étape VII. **Séparation des effets internes et externes, détermination du $S_{R,e}^E$**

Les différences $H_{T,n} - F(f_i, x_n)$ et $Z_{T,n} - G(g_j, x_n)$ sont analysées par l'opérateur et l'effet de bord retranché. Les $S_{R,e}^E$ obtenus sont considérés comme une meilleure représentation du S_R^E (quasi-lissage des observations et cohérence plus grande entre composantes) que les différences analysées. Les $S_{R,i}^E$ peuvent être examinés pour contrôle.

Sous-étape VIII. **Détermination des paramètres de l'électrojet**

Les profils $S_{R,e}^E$ sont analysés avec le système d'équations (10) linéarisé et des paramètres définitifs de l'électrojet en sont déduits. L'approximation de départ est donnée par les coefficients $u_{l,k}$ obtenus au terme de la sous-étape V. L'estimation concernant l'existence d'un ou deux rubans a toujours été assez nette au terme de la sous-étape V pour qu'il soit inutile de revenir à la sous-étape III au terme de la sous-étape VIII.

APPENDICE D

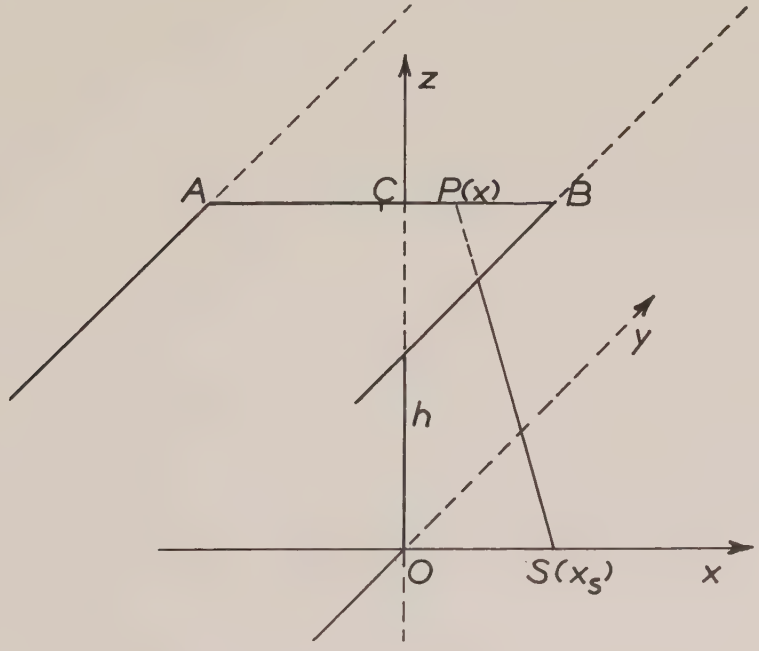
Calcul des effets magnétiques de diverses distributions de courants

Selon la loi de Biot-Savart, le champ magnétique causé par un courant rectiligne de longueur infinie parcouru par un courant i, en un point S situé à une distance d sur la normale à ce courant rectiligne est $2\,i/d$. Les lignes de force sont formées de cercles centrés sur l'élément de courant.

Considérons un plan méridien d'axes Ox, Oz et un ruban de courants rectilignes parallèles à Oy et situés à une altitude constante h. Le ruban est borné en A et B et la loi de distribution de la densité des courants est $I(x)$. Au point S d'abscisse x_s, l'effet magnétique d'un élément de courant localisé en P d'abscisse x est égal à :

$$2\frac{(\vec{i} \wedge \vec{PS})\, I(x)\, \mathrm{d}x}{|\vec{PS}|^2}$$

$\vec{i}$ étant un vecteur unitaire définissant le sens du courant sur l'axe Oy.



En projetant sur les axes Ox et Oz, on obtient les effets sur les composantes horizontale (Ox) et verticale (Oz), soit :

$$\mathrm{d}H = -2\frac{hI(x)\,\mathrm{d}x}{(x_s - x)^2 + h^2}$$

$$\mathrm{d}Z = -2\frac{(x_s - x)\, I(x)\,\mathrm{d}x}{(x_s - x)^2 + h^2}.$$

Les intégrales de ces quantités entre A et B donnent l'effet magnétique total du ruban au point $S(x_s)$. Supposant que la distribution de courants est symétrique par rapport à un point d'abscisse C et que la demi-largeur est a, on peut écrire

$$H = -2 \int_{c-a}^{c+a} \frac{hI(x)}{(x_s - x)^2 + h^2} \, dx \tag{1}$$

$$Z = -2 \int_{c-a}^{c+a} \frac{(x_s - x)\, I(x)}{(x_s - x)^2 + h^2} \, dx \, . \tag{2}$$

La symétrie de profils de H ou l'antisymétrie de profils de Z parallèles à l'axe Ox, par rapport au point d'abscisse c, apparaît bien sur ces intégrales : elles proviennent respectivement des termes en h (ou en $x_s - x$) du numérateur. De même, on a une antisymétrie des profils de H ou une symétrie des profils de Z parallèles à l'axe Oz, par rapport à l'altitude de cote h.

Considérons alors les 3 lois de distribution de courants que nous utiliserons :

$$I_U(x) = I_0 \tag{3}$$

$$I_P(x) = I_0(1 - x^2/a^2) \tag{4}$$

$$I_Q(x) = I_0(1 - x^2/a^2)^2 \, . \tag{5}$$

Lors de l'intégration, on fera un changement de variable du type :

$$u = \frac{x_s - x}{h} \, .$$

Les termes constants des lois en $I(x)$ donnent des termes en Arctg u pour H et en Log $(1 + u^2)$ pour Z. Les termes non constants donnent des intégrales de la forme :

$$\int \frac{u^i}{1 + u^2} \, du$$

qui doivent être décomposées en fractions rationnelles intégrales. Ils donnent de nouveau des termes en Arctg u ou en Log $(1 + u^2)$ et des termes en u^i.

Les formules ci-dessous expriment la valeur des intégrales définies (1) et (2) pour les trois modèles. Les signes tiennent compte d'une part de la convention des géomagnéticiens selon laquelle la composante Z est comptée positivement vers le bas, correspondent d'autre part à un courant i dirigé vers l'Est (dans le schéma $D1$, construit avec un trièdre direct, le vecteur unitaire $\vec{i}$ est dirigé vers l'Ouest si l'on suppose que Ox est dirigé vers le Nord). Les champs magnétiques sont exprimés en gammas pour des densités I en A/km. Afin de faciliter l'écriture de ces formules, le formalisme suivant est utilisé (R_A et R_B étant les valeurs de u aux points A et B) :

$$X_S = x_s - c$$

$$R_A = \frac{X_S - a}{h}$$

$$R_B = \frac{X_S + a}{h} \, .$$

On a alors :

$$H_U = 0{,}2\, I_0 \, (\text{Arctg } R_B - \text{Arctg } R_A) \tag{6}$$

$$Z_U = -0{,}1\, I_0 \, [\text{Log}\,(1 + R_B^2) - \text{Log}\,(1 + R_A^2)] \tag{7}$$

$$\begin{aligned} H_P = {} & 0{,}2 \frac{I_0}{a^2} (a^2 - X_s^2 + h^2) \, (\text{Arctg } R_B - \text{Arctg } R_A) \\ & + 0{,}2 \frac{I_0}{a^2} h X_s \, [\text{Log}\,(1 + R_B^2) - \text{Log}\,(1 + R_A^2)] \\ & - 0{,}4 \frac{I_0}{a} h \end{aligned} \tag{8}$$

$$\begin{aligned} Z_P = {} & -0{,}1 \frac{I_0}{a^2} (a^2 - X_s^2 + h^2) \, [\text{Log}\,(1 + R_B^2) - \text{Log}\,(1 + R_A^2)] \\ & + 0{,}4 \frac{I_0}{a^2} h X_s (\text{Arctg } R_B - \text{Arctg } R_A) \\ & - 0{,}4 \frac{I_0}{a} X_s \end{aligned} \tag{9}$$

$$H_Q = 0{,}2\,\frac{I_0}{a^4}\left[(a^2 - X_s^2)^2 + (2\,a^2 - 6\,X_s^2)\,h^2 + h^4\right](\text{Arctg}\,R_B - \text{Arctg}\,R_A)$$
$$+ 0{,}2\,\frac{I_0}{a^4}\left[2(a^2 - X_s^2)\,X_s\,h + 2\,X_s\,h^3\right]\left[\text{Log}\,(1 + R_B^2) - \text{Log}\,(1 + R_A^2)\right]$$
$$+ 0{,}2\,\frac{I_0}{a^4}\,\frac{h^4}{3}\,(R_B^3 - R_A^3)$$
$$- 0{,}4\,\frac{I_0}{a^4}\,X_s\,h^3(R_B^2 - R_A^2)$$
$$- 0{,}2\,\frac{I_0}{a^4}\left[(2\,a^2 - 6\,X_s^2)\,h^2 + h^4\right](R_B - R_A) \qquad (10)$$

$$Z_Q = - 0{,}1\,\frac{I_0}{a^4}\left[(a^2 - X_s^2)^2 + (2\,a^2 - 6\,X_s^2)\,h^2 + h^4\right]\left[\text{Log}\,(1 + R_B^2) - \text{Log}\,(1 + R_A^2)\right]$$
$$+ 0{,}8\,\frac{I_0}{a^4}\left[(a^2 - X_s^2)\,X_s\,h - X_s\,h^3\right](\text{Arctg}\,R_B - \text{Arctg}\,R_A)$$
$$- 0{,}1\,\frac{I_0}{a^4}\,\frac{h^4}{2}\,(R_B^4 - R_A^4)$$
$$+ 0{,}8\,\frac{I_0}{a^4}\,\frac{h^3}{3}\,X_s\,(R_B^3 - R_A)$$
$$+ 0{,}1\,\frac{I_0}{a^4}\left[(2\,a^2 - 6\,X_s^2)\,h^2 + h^4\right](R_B^2 - R_A^2)$$
$$- 0{,}8\,\frac{I_0}{a^4}\,X_s\left[(a^2 - X_s^2)\,h + h^3\right](R_B - R_A)\,. \qquad (11)$$

Les propriétés symétriques et antisymétriques des profils peuvent être retrouvées sur ces formules en remarquant que les expressions Arctg R_B — Arctg R_A sont paires en X_s et impaires en h, les expressions Log $(1 + R_B^2)$ — Log $(1 + R_A^2)$ sont impaires en X_s et paires en h, enfin les expressions $R_B^n - R_A^n$ sont paires en X_s et impaires en h (pour n impair) et impaires en X_s et paires en h (pour n pair).

On peut considérer que les lignes de force de ces rubans de courants tendent vers des cercles concentriques à l'élément central du ruban à de très grandes distances ou lorsque la largeur 2 a tend vers zéro.

Nous ferons deux séries de remarques concernant soit le calcul de paramètres simples tels que ΔH_E, etc..., soit la linéarisation des équations (8) du texte principal (Chap. 3, page 30).

1) Dans le cas du ruban uniforme, la valeur de H_U au centre se simplifie ($X_s = 0$) et l'on a :

$$\Delta H_E = 0{,}4\,I_0\,\text{Arctg}\,\frac{a}{h}\,. \qquad (12)$$

La dérivée de Z_U est simple et s'annule pour :

$$X_s = \pm\sqrt{a^2 + h^2}\,. \qquad (13)$$

La distance D entre extremums est donc $2\sqrt{a^2 + h^2}$ et l'on a :

$$\Delta Z_E = 0{,}2\,I_0\,\text{Log}\,\frac{(a + \sqrt{a^2 + h^2})^2 + h^2}{(a - \sqrt{a^2 + h^2})^2 + h^2}\,. \qquad (14)$$

Les expressions de ΔH_E avec les 2 autres modèles sont déjà plus complexes. Dans le cas de D et ΔZ_E, elles ne peuvent plus être écrites parce qu'on ne peut trouver analytiquement l'abscisse où la dérivée s'annule. Lors de nos analyses, les quantités D des modèles parabolique ou quadratique, utilisées par exemple dans la sous-étape I, ont été obtenues en lissant les courbes théoriques et en cherchant l'abscisse de l'extremum.

Une approximation grossière des rapports trouvés entre les largeurs a des différents modèles U, P et Q (Fig. 15 ou 16), donnant les formes de profils qui sont les plus proches les unes des autres, peut cependant être faite de la manière suivante.

Les quantités intégrées q de courants circulant dans les différents modèles sont respectivement égales à :

$$q_U = 2\,aI_0 \qquad (15)$$
$$q_P = \frac{4\,aI_0}{3} \qquad (16)$$
$$q_Q = \frac{16\,aI_0}{15}\,. \qquad (17)$$

Supposons que nous cherchions une largeur a'_P pour le ruban parabolique P telle que la quantité de courants correspondante soit égale à celle qui circulerait dans un ruban quadratique Q de largeur $a_Q = a_P$.

On a :

$$a'_P = (q_Q/q_P)\,a_P = 0{,}8\,a_Q\,. \qquad (18)$$

Une quantité analogue pour le ruban uniforme serait égale à :

$$a'_U = (q_Q/q_U)\, a_U = 0{,}533\, a_Q\,. \tag{19}$$

Le rapport presque constant trouvé (voir Fig. 16) par une approximation des effets magnétiques d'un ruban parabolique par un ruban quadratique est très proche (0,82). Il s'en écarte un peu plus pour le ruban uniforme (0,65). Ceci est normal parce que la configuration d'un modèle à l'autre varie trop dans le second cas.

2) Au point de vue de la linéarisation des fonctions 6 à 11 par rapport à I_0, c, a et h, nous ferons deux remarques.

Si nous analysons des profils théoriques (calculés pour une certaine valeur des coefficients) avec une certaine approximation de départ, même relativement mauvaise, nous retrouvons toujours les coefficients ayant servi au calcul. Ceci montre que les dérivées des fonctions par rapport à ces coefficients ont bien une variation linéaire pour une petite variation de ceux-ci.

D'autre part, il est évident que le coefficient c a un comportement différent des autres : c'est lui, et lui seul, qui détermine le centre de symétrie (ou d'antisymétrie) des fonctions. Il est donc indépendant des autres et aisé à déterminer à partir du moment où les profils analysés présentent effectivement ce caractère symétrique (ou antisymétrique).

Par contre les expressions 6 à 11 (où c peut être considéré comme nul) montrent que la valeur du champ dépend en tout point des 3 autres coefficients. Si les profils analysés présentent des écarts par rapport à un profil théorique, ce qui est le cas des profils observés, la recherche par moindres carrés de la solution minimale se fera à travers une interdépendance des divers coefficients. Nous exposerons dans les appendices E et F quelques-unes des conséquences découlant de ce fait. Donnons de suite cet exemple : supposons que nous *fixions* le paramètre h à une altitude erronée ; ceci influe sur la largeur et l'intensité calculées.

APPENDICE E

Choix concernant divers paramètres de l'électrojet

1 L'altitude h

Lors de premiers essais de détermination de l'altitude, nous obtenions des valeurs variant entre 95 et 125 km. Ceci provient surtout de ce qu'une faible variation d'altitude cause une variation de forme du profil qui ressemble à celle causée par une variation de largeur. Nous avons donc fixé à 105 km l'altitude de la couche infiniment mince que nous prenons comme modèle. Nous évaluerons dans l'appendice *F* l'erreur ainsi introduite sur le calcul des autres coefficients.

2 Le centre c

Nous supposons *a priori*, avec nos modèles, que la distribution de courants est symétrique. Ceci est justifié en grande partie puisque le phénomène physique est essentiellement gouverné par la configuration des lignes de force de part et d'autre de l'équateur. Le gradient d'inclinaison est linéaire dans une large région pour le champ principal (il peut différer largement du gradient d'un dipôle). C'est plutôt l'intensité du champ qui peut ne pas varier symétriquement (le maximum n'est pas à l'équateur). Nous décrirons d'autres causes pouvant introduire des dissymétries au chapitre 4. En ces divers sens, la distribution réelle des courants peut ne pas être parfaitement symétrique, et le centre que nous obtenons peut n'être qu'un centre apparent de symétrie.

Nous avions d'abord cherché à déterminer un centre de symétrie pour chacun des 2 rubans. Souvent lorsque le second ruban était très faible, nous obtenions, pour celui-ci, un centre rejeté très loin de l'équateur. Des erreurs d'observation pouvaient suffire à causer de tels déplacements. Aussi en sommes-nous venus à imposer le *même* centre aux 2 rubans. C'est pourquoi le calcul des coefficients à partir des systèmes d'équations (9) se fait avec la condition $c_1 = c_2$.

3 Le nombre de rubans

La forme des profils observés varie dans de larges proportions. Elle correspond apparemment tantôt à un ruban unique dont les courants sont dirigés vers l'Est (l'électrojet), tantôt à un ruban unique dont les courants sont dirigés vers l'Ouest (contre-électrojet), mais aussi à la superposition de deux tels rubans. Ceci impose de tenter l'analyse de chaque profil en prenant comme approximation de départ des coefficients pour deux rubans. Mais laisser toujours libres les coefficients du ruban le plus faible peut donner des résultats aberrants : lors de l'analyse, le second ruban pourra ne correspondre, à travers la minimisation des résidus, qu'à une simulation d'erreurs d'observations ou à une contamination du S_R^E par le S_R^P. On obtiendra, par exemple, des intensités I_0 faibles avec des largeurs soit très grandes, soit très petites. Ceci se produit en particulier lors de l'analyse des profils de fin d'après-midi qui ne sont pas toujours bien définis, ou encore lorsque les profils correspondent à une forme de transition entre un pur électrojet et un pur contre-électrojet.

TABLEAU *E1*. — Pourcentages, sur 180 analyses de moyennes mensuelles, du jeu des divers critères (la valeur entre parenthèses, sous le critère *b*, indique les cas où le critère *b* a joué en présence d'un contre-électrojet faible)

2 rubans conservés	1 seul ruban conservé à cause du critère					Echecs
	a	*b*	*c*	*d*	*e*	
25,6	1,1	38,9 (12,2)	2,2	3,9	10,0	18,3

En conséquence, nous avons choisi un certain nombre de critères pour les coefficients du second ruban. Lorsqu'ils n'étaient pas satisfaits, l'analyse était reprise avec un seul ruban à partir de la sous-étape IV (incluant donc l'interpolation). Le tableau *E*1 indique, pour les 180 analyses de moyennes mensuelles que nous présenterons dans le chapitre 4, la proportion de cas où chaque critère a joué. Sont également indiquées les proportions de cas où les 2 rubans étaient conservés au terme de l'analyse et ceux où l'analyse a échoué (voir ci-dessous). Les critères sont les suivants :

— critère a : $I_{0,2} \times I_{0,1} < 0$
— critère b : $|I_{0,2}| > |I_{0,1}| \times 0{,}15$
— critère c : $a_2 > a_1 \times 1{,}5$
— critère d : $a_2 < a_1 \times 2{,}75$.

Enfin, le critère *e*, d'une nature différente, consiste, si l'analyse a échoué avec 2 rubans (on est resté sur l'approximation de départ), à reprendre l'analyse avec un seul ruban.

C'est le critère *b* qui agit le plus souvent. Il faut noter cependant que dans 7 sur 10 de ces cas, le critère a joué parce qu'il y avait divergence dans l'essai d'analyse avec 2 rubans. L'approximation de départ, estimée dans la sous-étape III, pouvait effectivement être telle que le critère *b* n'était pas satisfait ; le but de la tentative d'analyse avec 2 rubans était alors de vérifier que le second ruban est pratiquement inexistant. A ce point de vue, le pourcentage de cas où le critère *b* a rempli son rôle est de 12,2 % seulement.

4 Echecs de l'analyse

Une première raison d'un échec définitif de l'analyse est que l'on diverge à partir de l'approximation de départ. Parmi les 18,3 % d'échecs du tableau *E*1, 5,5 % sont imputables à cette raison. Ceci se produit presque toujours lorsque les profils correspondent à une forme de transition, plus ou moins bien définie, entre un ruban principal dirigé vers l'Est et un ruban principal dirigé vers l'Ouest, ou lorsque les amplitudes des profils deviennent trop petites. La figure 20 (courbe *A*) donne un exemple du premier cas pour le profil des valeurs observées en février 1969 à 15 h 30.

Nous avons indiqué au chapitre 3, paragraphe 2.3.1, le critère choisi pour rejeter une analyse dans laquelle un début de convergence s'est produit, mais où les coefficients calculés représentent trop mal le S_R^E observé (ce fait étant apprécié par le rapport r_{18}/r'_{18} défini au même endroit). La figure 20 donne un exemple (février 1969 à 14 h 30) de profils des valeurs observées (courbe *B*) et des résidus obtenus au terme de la sous-étape V (courbe *C*). Il s'agit clairement d'un cas où l'électrojet est très faible et est mal défini. C'est en de tels cas que ce critère d'échec a généralement joué (12,8 % des 18,2 % du tableau *E*1). Nous pourrons dans certains cas utiliser le rapport r'_{18}/r_{18} défini ci-dessus pour noter qu'un poids moins grand doit être donné à une analyse parce que ce rapport est peu inférieur à 0,4 (en milieu de journée, il descend souvent jusqu'à une valeur de l'ordre de 0,05).

APPENDICE F

Estimations concernant les erreurs sur le calcul des paramètres

1 L'altitude h

Deux sources d'erreurs systématiques peuvent provenir de ce paramètre : la fixation arbitraire de h à 105 km d'altitude, l'approximation plane.

1.1. *L'altitude à 105 km*

En fixant arbitrairement l'altitude à 105 km, alors que l'altitude réelle peut être différente, nous modifions les valeurs a ou I_0 obtenues par l'analyse (voir appendice D à propos de la dépendance entre coefficients). Pour évaluer la différence, calculons les effets, aux 9 stations, d'un ruban de demi-largeur 400 km, de densité $I(x)$ créant un ΔH_E égal à 100 gammas au centre du profil et localisé à des altitudes h légèrement inférieures ou supérieures à 105 km, puis comparons les coefficients a et I_0 obtenus par l'analyse faite avec une altitude $h = 105$ km (selon la méthode décrite au paragraphe 2) aux coefficients $\bar{a}$ et $\bar{I}_0$ qui auraient été obtenus par une analyse faite à l'altitude réelle h du ruban. Le tableau $F1$ donne pour diverses altitudes les rapports $(a - \bar{a})/\bar{a}$ et $(I_0 - \bar{I}_0)/\bar{I}_0$, qui mesurent l'erreur relative introduite par l'altitude fixée à 105 km. Un calcul analogue fait pour un ΔH_E au centre de 30 gammas donne des erreurs relatives très proches.

TABLEAU $F1$. — Erreurs relatives (en pourcentages) introduites sur la demi-largeur a et la densité I_0 au centre par la fixation de l'altitude à 105 km

$\bar{h}$ (km)	96	99	102	105	108	111	114
$(a - \bar{a})/\bar{a}$	— 2,0	— 1,4	— 0,7	0,0	+ 0,7	+ 1,4	+ 2,2
$(I_0 - \bar{I}_0)/\bar{I}_0$	+ 4,8	+ 3,1	+ 1,6	0,0	— 1,5	— 3,0	— 4,7

Il est très improbable que l'altitude moyenne de l'électrojet soit à plus de $\pm$ 5 km de l'altitude fixe choisie (105 km), et qu'elle puisse varier beaucoup de jour-à-jour. En conséquence, l'erreur systématique introduite sur les autres paramètres de l'électrojet par le fait que nous ne calculons pas l'altitude est vraiment très faible, de l'ordre de 1 % à 2 % seulement.

1.2. *L'approximation plane*

Nos stations d'observation sont situées sur une surface sphérique, ou encore, puisque nous avons opéré une réduction en temps local (cf. Chap. 2, § 3), sur un grand cercle méridien. Pour des motifs de simplicité du calcul, nous analysons à altitude constante au long du profil : ceci signifie que les stations sont rabattues sur la tangente au grand cercle à l'équateur magnétique.

Aux extrémités du profil, l'erreur sur l'altitude h devient considérable : la station S (voir Fig. F I) se trouve à environ 200 km de la tangente à l'équateur et on devrait utiliser une altitude d'environ 300 km. De plus, l'abscisse réelle x_s de la station, égale à $R \sin \theta$, est plus faible que l'abscisse x'_s, que nous utilisons et qui correspond au développement de l'axe de cercle CS suivant la tangente, soit $R\theta$ (différence de l'ordre 15 km aux extrémités du profil).

La figure F II représente les différences en H et Z entre les effets au sol (c'est-à-dire sur le grand cercle) et aux points rabattus du sol sur la tangente à l'équateur, pour un ruban de demi-largeur 400 km et créant un ΔH_E de 100 gammas au centre. Vers le centre, de petites variations interviennent ; comparées aux erreurs, introduites par notre interpolation (Fig. F III : différence entre les valeurs interpolées et les valeurs calculées pour un ruban ayant les mêmes caractéristiques), elles sont négligeables. Aux extrémités du profil,

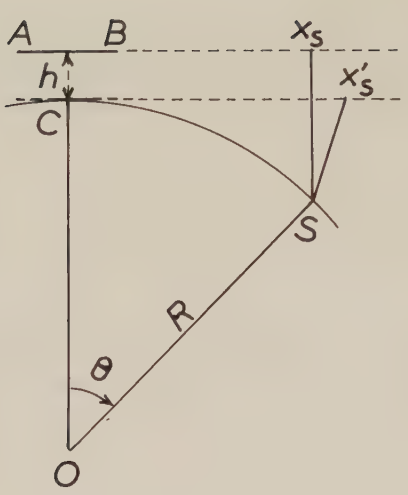


FIG. *F* I.

FIG. *F* II. — Profils des différences entre les effets magnétiques, sur un grand cercle méridien et sur la tangente au grand cercle, d'un ruban quadratique de demi-largeur $a = 400$ km et de densité I_0 créant un ΔH_E de 100 gammas au centre du profil.

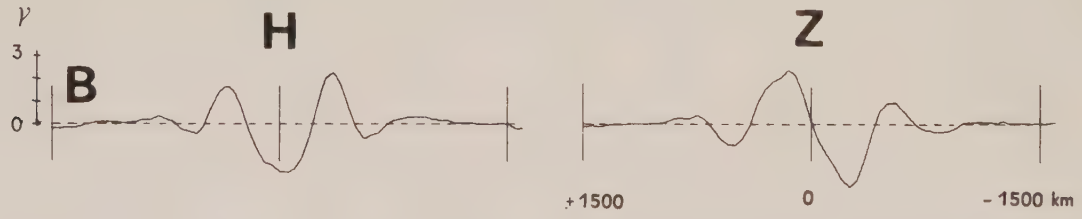


FIG. *F* III. — Profils des différences entre les valeurs interpolées (selon la méthode décrite p. 31) et les valeurs calculées d'un ruban de mêmes caractéristiques que celui utilisé dans la figure *F* II.

les différences en Z sont très faibles parce que la différence en altitude n'intervient que peu ; en H, une différence systématique existe, parce que la pente de la ligne de force du champ créé par le ruban s'écarte de la normale à la tangente quand la distance à cette tangente augmente le long du grand cercle.

La principale différence avec un calcul fait en tenant compte de la sphéricité décalerait le S_R^P de la composante H d'environ 1 gamma (vers le bas) sur les ailes du profil (voir, par exemple, la courbe E de la figure 14).

2 L'interpolation

L'interpolation, à partir des 9 stations, ne peut restituer le profil qui aurait été observé si des stations plus nombreuses, et uniformément distribuées, avaient pu être utilisées. Nous en examinerons les effets d'une part sur la détermination du centre, d'autre part sur la

détermination de la largeur 2 a et de la densité I_0, ces deux paramètres étant traités simultanément puisqu'ils réagissent l'un sur l'autre. Enfin, nous examinerons le cas de la superposition de deux rubans.

Dans chaque cas, nous calculons avec certains coefficients (a'_k, c'_k, I'_{0k}) les effets du modèle quadratique aux 9 stations. Ces valeurs calculées sont analysées selon la méthode décrite chapitre 3, paragraphe 2. Les différences entre les coefficients (a_k, c_k, $I_{0,k}$) résultant de l'analyse et les coefficients précédents donnent une estimation des erreurs systématiques introduites.

2.1. *Le centre c*

Nous analysons les effets calculés aux 9 stations d'un ruban quadratique de demi-largeur $a' = 400$ km (ou 1 000 km) et créant un ΔH_E au centre de 100 gammas pour des centres c' variant entre — 150 km et + 150 km par pas de 50 km (les valeurs expérimentales que nous obtiendrons sont situées très à l'intérieur de cette bande de ± 150 km). Notons que, pour ces analyses, l'approximation de départ a été maintenue à 0 km pour le centre c. Nous analysons encore ces mêmes effets pour un ruban centré en $c' = 0$ et créant des ΔH_E au centre variant entre 10 et 100 gammas au centre. Le tableau $F2$ donne les différences $c - c'$ obtenues.

TABLEAU $F2$. — Erreurs faites, en km, sur le calcul des coefficients c pour diverses valeurs de c' (avec $\Delta H_E = 100$ gammas) ou pour diverses valeurs de ΔH_E (avec $c' = 0$)

				$\Delta H_E = 100$ gammas				
c' (km)	— 150	— 100	— 50	0	+ 50	+ 100	+ 150	a'
$(c - c')$	+ 0,4	+ 1,1	+ 0,6	+ 0,2	— 0,4	— 1,2	— 1,4	400
$(c - c')$	+ 1,2	+ 2,6	+ 4,1	+ 7,2	+ 10,5	+ 14,1	+ 19,8	1 000
				$c' = 0$ km				
H_E (γ)	10	20	40	60	80	100		a'
$(c - c')$	+ 14,5	+ 4,6	+ 1,9	+ 0,6	+ 0,3	+ 0,2		400
$(c - c')$	+ 13,9	+ 8,8	+ 3,5	+ 9,8	+ 6,8	+ 7,2		1 000

D'une part, avec un ΔH_E de 100 gammas au centre (c'est-à-dire une variation d'amplitude assez grande au long des profils), la détermination du centre est excellente en précision avec une demi-largeur de 400 km ; elle devient moins bonne avec une demi-largeur de 1 000 km. De telles largeurs n'interviennent, nous le verrons, que dans le cas de la superposition de 2 rubans, où le ruban moins large suffit à bien définir le centre (rappelons que nous avons imposé la condition $c_1 = c_2$). Notons d'ailleurs que le signe de $(c - c')$ ne dépend pas du signe de $I_{0,k}$.

D'autre part, lorsque le ΔH_E devient inférieur à 20 gammas (c'est-à-dire une variation d'amplitude faible au long des profils), la détermination devient moins bonne. Les profils pour lesquels l'anomalie « électrojet » est faible sont évidemment plus difficiles à analyser.

2.2. *La largeur et l'intensité*

Nous analysons les effets, calculés aux 9 stations, d'un ruban quadratique centré en $c' = 0$ et créant un ΔH_E de 100 gammas au centre (I'_0 est donc calculé sur cette base), pour des demi-largeurs a' variant entre 300 et 1 000 km par pas de 100 km. Les plus grandes d'entre elles correspondent à des largeurs observées pour le contre-électrojet. Le tableau $F3$ donne, en fonction de a', les rapports $(a - a')/a'$ et aussi les rapports $(I_0 - I'_0)/I'_0$.

TABLEAU $F3$. — Erreurs relatives (en pourcentage) introduites sur la demi-largeur a ou la densité I_0 au centre en fonction de la demi-largeur a' pour un ΔH_E de 100 gammas au centre

a' (km)	300	400	500	600	700	800	900	1 000
$(a - a')/a'$	+ 7,5	+ 4,7	+ 4,0	+ 3,0	+ 2,5	+ 1,6	+ 0,1	— 1,0
$(I_0 - I'_0)/I'_0$	— 5,2	— 3,1	— 2,0	— 1,4	— 1,3	— 1,5	— 1,8	— 2,0

Les erreurs relatives sont du même ordre de grandeur sur les deux paramètres (a et I_0) mais sont plus grandes pour les largeurs faibles.

Si nous analysons maintenant les effets, calculés aux 9 stations, d'un ruban quadratique de largeur constante ($a' = 400$ km) pour des intensités I'_0 variables (nous les mesurons par la valeur du ΔH_E créé au centre), nous obtenons les résultats du tableau $F4$.

TABLEAU *F*4. — Erreurs relatives (en pourcentage) introduites sur la densité I_0 au centre ou la demi-largeur a en fonction de la densité I_0 ($\sim \Delta H_E$) pour une demi-largeur de 400 km

ΔH_E (γ)	20	40	60	80	100
$(I_0 - I_0')/I_0'$	— 9,4	— 6,6	— 4,5	— 3,7	— 3,1
$(a - a')/a'$	+ 18,2	+ 9,6	+ 6,8	+ 5,6	+ 4,7

Les erreurs relatives sont encore de même ordre de grandeur sur les deux paramètres mais tendent à devenir très grandes pour les intensités faibles.

Autrement dit, lorsque nous analyserons des profils du matin ou de l'après-midi, l'importance des erreurs systématiques introduites par l'interpolation devient vraiment non négligeable et pourrait conduire à des conclusions erronées sur la variation de tel ou tel paramètre (par exemple, la variation journalière de la largeur du ruban).

Nous pouvons, en conséquence, envisager d'introduire une correction systématique sur les paramètres a et I_0. L'abaque de la figure *F* IV en illustre l'importance en même temps que le mode. Le quadrillage avec les traits en tirets représente le domaine des couples de valeurs (a', I_0'). Considérons un couple correspondant à l'intersection de deux traits (le point A', par exemple). Nous analysons les effets calculés aux 9 stations d'un ruban quadratique de paramètres a' et I_0' et obtenons des valeurs a et I_0 ; dans le plan (a', I_0'), ces valeurs correspondent au point A. Le vecteur $\overrightarrow{AA'}$ représente la correction à appliquer. Les courbes continues, construites par interpolation, sont les lieux géométriques des points tels que A, c'est-à-dire les transformées des traits en tirets, lieux des points tels que A'. Des courbes de niveau, pour diverses valeurs de ΔH_E au centre du profil, ont été superposées (une même valeur de ΔH_E correspond évidemment à une infinité de couples a, I_0). Il est clair que la correction est assez faible pour $\Delta H_E > 40$ gammas ; elle devient de plus en plus importante, spécialement en a, pour les valeurs plus faibles. Lorsque nous étudierons les variations temporelles de tel ou tel paramètre, nous comparerons les paramètres non corrigés et les paramètres corrigés.

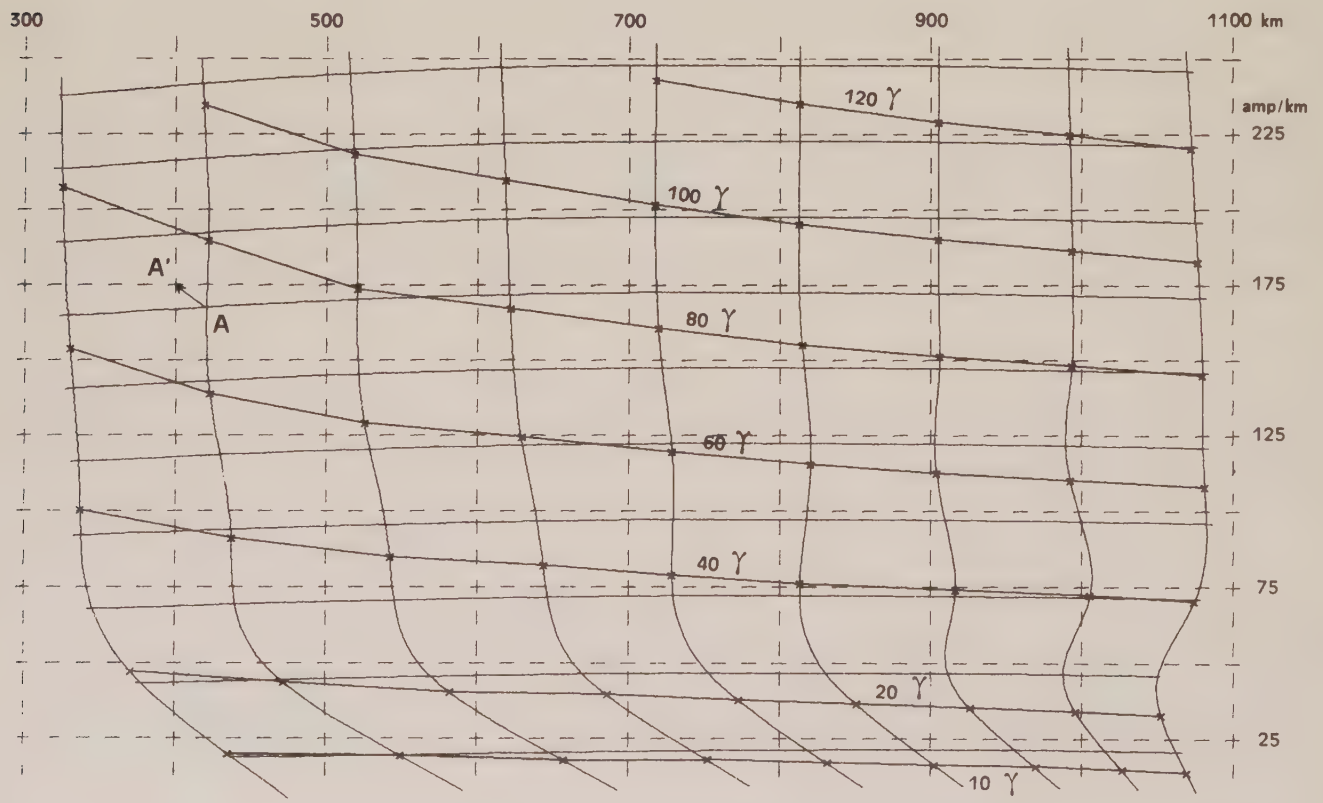


FIG. *F* IV. — Abaque des erreurs systématiques introduites par l'interpolation dans la détermination des paramètres a et I_0. Traits en tirets : valeurs des paramètres a' et I_0' ; courbes : valeurs des paramètres a et I_0. Les courbes de niveau (120 γ, 100 γ, ...) indiquent dans le domaine (a, I_0) les parties de ce domaine où le ΔH_E créé au centre du profil est compris entre 120 et 100 γ, 100 et 80 γ, ...

2.3. *La superposition de 2 rubans*

Nous analysons les effets, calculés aux 9 stations, de la superposition de deux rubans quadratiques, de demi-largeurs $a_1 = 400$ km et $a_2 = 600$, 800, 1 000 km, d'intensité $I_{0,1}$ (causant un ΔH_E de 100 gammas au centre) et d'intensité $I_{0,2}$ de signe contraire à $I_{0,1}$, telle que $I_{0,2}/I_{0,1} = 1/4$, 1/2 et 3/4.

Le tableau *F* 5 indique les erreurs relatives sur les paramètres a_k et $I_{0,k}$ des deux rubans. Les symboles tels que $D_{a,k}$ correspondent aux erreurs relatives $\left((a_k - a'_k)/a'_k\right)$. La notation « échec » signifie que l'analyse n'a pas réussi.

TABLEAU *F*5. — Erreurs relatives $D_{a,k}$ ou $D_{I,k}$ (en pourcentages) introduites sur les paramèires a_k ou $I_{0,k}$ dans le cas de la superposition des deux rubans

a'_1 (km)	400		400		400	
a'_2 (km)	600		800		1 000	
$I'_{0,2}/I'_{0,1}$ k	$D_{a,k}$	$D_{I_{0,k}}$	$D_{a,k}$	$D_{I_{0,k}}$	$D_{a,k}$	$D_{I_{0,k}}$
0,25	échec		+ 0,5	— 10,0	+ 4,0	— 3,3
			+ 13,4	— 28,0	— 1,3	— 3,0
0,50	— 4,8	— 29,7	— 1,3	— 12,6	+ 3,7	— 3,3
	+ 23,3	— 53,4	+ 7,0	— 21,0	— 2,6	— 2,1
0,75	échec		échec		échec	

Les résultats de l'analyse sont mauvais lorsque le rapport a_2/a_1 est égal à 1,5 (c'est une des raisons du critère c défini dans l'appendice *E*) et l'analyse échoue systématiquement lorsque le rapport $I'_{0,2}/I'_{0,k1}$ devient trop grand. La séparation des 2 rubans s'effectue bien lorsque $a_2/a_1 = 2{,}5$ (les $D_{a,k}$ ou $D_{I_{0,k}}$ sont proches des valeurs équivalentes obtenues dans le tableau XIV pour $a' = 400$ et 1 000 km). Les erreurs sont plus grandes pour $a_2/a_1 = 2{,}0$. Nous aurons à en tenir compte lorsque nous discuterons les paramètres obtenus à partir des profils observés eux-mêmes. De plus, étant donné le critère b que nous avons imposé (voir § 3, appendice *E*), il peut se faire que l'estimation des paramètres du ruban principal soit erronée. Rappelons (voir Chap. 3, § 1.2, le tableau IX et la discussion jointe) que l'effet d'un contre-électrojet, superposé à l'électrojet, est de diminuer la distance entre les extremums du profil de *Z*. *A priori*, en ce cas, la largeur doit être sous-estimée. C'est ce que confirme l'analyse de valeurs calculées correspondant à la superposition de deux rubans, de largeur $a_1 = 400$ km et $a_2 = 1\,000$ km, et de densité $I_{0,1}$ et $I_{0,2}$ telles que $I_{0,2}/I_{0,1} = 0{,}05$ ou 0,10. En de tels cas, notre analyse définit un seul ruban, et les erreurs relatives sur a_1 et $I_{0,1}$ sont respectivement de — 3,5 % et — 2,8 %, ou — 7,2 % et — 5,5 %. Lors de l'examen de variations journalières des paramètres a_k ou $I_{0,k}$, nous aurons à tenir compte d'un tel fait si l'on passe de 2 rubans à un seul ruban par le jeu du critère b.

3 Erreurs causées par les observations elles-mêmes

Pour apprécier l'importance d'erreurs causées par des valeurs erronées en l'une ou l'autre des stations, nous injectons sur les effets calculés, aux 9 stations S_i, d'un ruban quadratique centré en $c' = 0$, de demi-largeur 400 km et causant un ΔH_E de 100 gammas au centre, une erreur de 5 gammas sur l'une des composantes de l'une des stations.

Le tableau *F*6 donne soit les différences D_e pour le centre, soit les erreurs relatives D_a et D_{I_0}. Les symboles D_c (ou D_a et D_{I_0}) se réfèrent aux différences (ou aux erreurs relatives) entre les valeurs c (ou a et I_0) obtenues par l'analyse et les valeurs correspondantes résultant d'une analyse où l'erreur n'est pas injectée.

TABLEAU *F*6. — Erreurs D_c, D_a ou D_{I_0} provenant d'une erreur de 5 gammas sur la valeur observée pour une composante en une station (un seul ruban quadratique, $c = 0$, $a = 400$ km, $\Delta H_E = 100$ gammas)

		S_1	S_2	S_3	S_4	S_5	S_6	S_7	S_8	S_9
H	D_c (km)	+ 0,3	— 1,2	+ 0,5	+ 2,1	+ 0,8	— 1,8	— 0,6	+ 0,9	— 0,1
	D_a (%)	+ 0,4	— 1,4	+ 0,8	+ 1,1	— 1,1	+ 0,6	+ 1,2	— 1,5	+ 0,1
	D_{I_0} (%)	+ 0,2	— 0,4	— 0,6	+ 0,2	+ 1,3	+ 0,4	— 0,7	— 0,3	+ 0,1
Z	D_c (km)	+ 1,4	— 2,7	— 3,9	+ 2,1	+ 6,3	+ 2,9	— 2,8	— 3,4	+ 0,8
	D_a (%)	+ 1,3	— 1,4	— 2,9	+ 3,1	+ 0,8	— 3,7	+ 1,5	+ 2,0	— 0,7
	D_{I_0} (%)	+ 0,3	+ 0,4	— 0,1	— 3,0	— 0,7	+ 3,7	+ 1,0	— 0,6	— 0,7

En moyenne, les erreurs d'observation sur la composante Z ont un effet plus grand sur la détermination des paramètres que les erreurs d'observation sur la composante H. Cet effet est beaucoup plus faible que celui que nous avons décrit dans le paragraphe précédent, qui concernait des erreurs systématiques provenant de l'interpolation elle-même et qui peut être corrigée.

Notons de plus que, lors de l'analyse, la sous-étape VII (séparation des effets internes et externes) a pour effet de rendre plus cohérents les champs des deux composantes en réalisant un quasi-lissage des valeurs observées. On peut donc considérer que l'effet des

erreurs d'observation proprement dites sur la détermination des paramètres est relativement faible. Ceci provient d'ailleurs en partie de ce que ces erreurs sont, lors de l'analyse, réparties entre S_R^P et S_R^E ; ceci est particulièrement vrai pour la composante H aux stations les plus éloignées du centre.

4 Effets du quasi-lissage par l'opérateur de Kertz

Nous avons indiqué que, en principe, la détermination des paramètres de l'électrojet telle qu'elle est obtenue au terme de la sous-étape V (résolution du système 8) aurait pu suffire. L'intérêt d'opérer une séparation des effets externes et internes est surtout, avons-nous dit, le quasi-lissage réalisé par l'opérateur de Kertz. La preuve peut en être donnée ainsi.

Au terme de la sous-étape V, les résidus r_{126} ont une certaine valeur, soit $r_{126,1}$. Ils correspondent aux différences entre les valeurs analysées et les valeurs calculées par le système 9 (fonction F et G d'une part, P et Q d'autre part) aux 63 points du profil pour les 2 composantes. Lorsque dans l'étape VIII, l'analyse est recommencée avec le système 10 (seules fonctions P et Q), des résidus, soit $r_{126,2}$, sont calculés avec l'approximation de départ, c'est-à-dire les paramètres $u_{l,k}$ obtenus au terme de la sous-étape V. Or, pour les 147 analyses de valeurs mensuelles qui n'ont pas échoué (appendice E, tableau $E1$), la valeur moyenne de $r_{126,1}$ est 1,29 gamma, et la valeur moyenne de $r_{126,2}$ est de 0,86 gamma, soit une réduction d'environ 50 % des résidus. Ceci signifie que les changements introduits dans les valeurs analysées par l'opérateur de Kertz sont très efficaces : les petites variations résiduelles sont lissées. Appelons $r_{126,3}$ les résidus au terme de la sous-étape VIII, c'est-à-dire avec les paramètres définitifs. Leur valeur n'est pas changée dans 19 cas sur 147, c'est-à-dire que cette dernière analyse est alors inutile. La valeur moyenne des $r_{126,3}$ est égale à 0,80, ce qui montre que le gain au cours de l'analyse est souvent faible entre les valeurs de $r_{126,2}$ et $r_{126,3}$ (43 cas seulement sur les 147 correspondent à une diminution supérieure à 10 %).

Pour les moyennes mensuelles analysées, nous avons vérifié qu'aucune variation systématique n'existait entre les paramètres obtenus avant et après l'usage de l'opérateur de Kertz ; il réalise bien un pur lissage qui généralement contribue à diminuer sensiblement les résidus (1,29 à 0,80 gamma pour les 147 analyses mensuelles) et dans un certain nombre de cas, à améliorer la détermination des paramètres.

APPENDICE G

Valeur nulle de la composante verticale du rotationel du champ S_R

La nullité de la composante verticale du rotationel du champ S_R peut être vérifiée de la manière suivante.
Cette propriété s'exprime par la relation

$$\frac{\partial H}{\partial \varphi} = \frac{\partial D}{\partial \theta} \tag{1}$$

où ∂H et ∂D sont les variations des composantes horizontales H et D pour des variations de longitude $\partial\varphi$ et de latitude $\partial\theta$.

Nous disposons, au long d'un profil en latitude (θ), d'enregistrements dans le temps, qui peuvent être considérés comme équivalents à une variation en longitude (φ) si l'on *suppose* que le champ S_R est lui-même *constant* dans un système de référence *fixe* par rapport au Soleil. Nous parlerons alors de $S_R(\varphi)$. Lorsque nous considérerons la variation en temps local, nous parlerons de $S_R(t)$.

La variation $\partial H/\partial\varphi$ est plus importante dans la région où la composante horizontale est très sensible aux effets magnétiques de l'électrojet, par exemple entre les stations S_3 et S_7 (voir Fig. 21*A*). C'est là que nous chercherons à vérifier la propriété en question.

Nous procéderons ainsi. Soit n et $n + 1$ les numéros de 2 stations. Nous prenons ΔD égal à la différence entre les valeurs observées aux deux stations à une heure donnée h (par exemple 9 h 30) ; $\Delta\theta$ est alors égal à la différence de latitude des 2 stations. Nous considérons ce $\Delta D/\Delta\theta$ comme estimant la vitesse de variation, à l'heure h, en une station fictive $F_{n,n+1}$ située à mi-distance entre S_n et S_{n+1}. Nous prenons d'autre part ΔH égal à la *moyenne* de la différence entre les valeurs observées H_{h+1} et H_{h-1} aux heures $h + 1$ et $h - 1$ (soit 10 h 30 et 8 h 30) à la station S_n et de la différence analogue à la station S_{n+1} ; la quantité $\Delta\varphi$ est alors égale à 30° de longitude (soit 3 333 km). Un tel $\Delta H/\Delta\varphi$ est considéré comme une estimation de la vitesse moyenne de variation à la station fictive $F_{n,n+1}$ sur l'intervalle $\Delta\varphi$.

Pour minimiser les erreurs, nous pouvons sommer ces $\Delta D/\Delta\theta$ et ces $\Delta H/\Delta\varphi$ pour des stations fictives telles que $F_{3,4}$, $F_{4,5}$, $F_{5,6}$ et $F_{6,7}$. Nous prendrons alors la distance moyenne entre ces stations, soit 194 km, comme valeur de $\Delta\theta$, et nous devons vérifier que la relation

$$\sum_{n=3,6} \frac{\Delta H}{\Delta\varphi} = \sum_{n=3,6} \frac{\Delta D}{\Delta\theta} \tag{2}$$

est exacte.

Puisque $\Delta\varphi$ et $\Delta\theta$ sont constants, ils peuvent être mis en facteurs, et la relation (2) qui exprime la condition de nullité de la composante verticale du champ $S_R(\varphi)$ peut s'écrire :

$$\sum_{n=3,6} \Delta D / \sum_{n=3,6} \Delta H = 0{,}0582 \tag{3}$$

où la valeur numérique représente la valeur du rapport $\Delta\theta/\Delta\varphi$.

Nous utilisons les valeurs mensuelles des 15 mois du tableau XI pour h variant de 6 h 30 à 17 h 30 (par conséquent, les valeurs observées à 5 h 30 ou 18 h 30 sur la composante H entrent dans le calcul des ΔH de 6 h 30 ou 17 h 30), soit 180 valeurs. Tandis que la somme des ΔH représente la moyenne des différences de 5 couples de valeurs observées (pondérées cependant par les facteurs 1/2, 1, 1, 1 et 1/2), la somme des ΔD revient à faire la différence entre les S_R^P de D aux stations 3 et 7. Les erreurs de mesure peuvent donc intervenir de manière importante pour les faibles valeurs de ΔD. En conséquence, nous ne retenons que les couples de valeurs ΔD et ΔH pour lesquelles $|\Delta H|$ est supérieur à 100 gammas, soit 100 valeurs sur les 180 possibles.

ΔH étant mieux déterminé que ΔD, nous calculons d'abord la droite de régression de ΔD par rapport à ΔH pour les couples retenus. Son équation est :

$$\Delta D = 0{,}0583\ \Delta H + 0{,}445\ , \tag{4}$$

le coefficient de corrélation étant égal à 0,950. La pente de cette droite est donc, de façon surprenante, extrêmement proche de la valeur théorique et la droite passe très près de l'origine ($\Delta D = 0{,}4$ gamma). Cependant l'erreur quadratique sur ΔD, calculée à partir de ΔH,

est de 3,45 gammas, ce qui montre que la dispersion des points (ΔD, ΔH) reste assez grande malgré la valeur très élevée du coefficient de corrélation. Ainsi, les ΔH variant entre 100 et 300 (ou — 100 et — 300), ΔD est de l'ordre de grandeur de 6 à 18 gammas seulement.

Nous pouvons imposer à la droite de régression de passer par l'origine et faire un tel calcul non seulement pour tous les couples (ΔD, ΔH) mais aussi en séparant ceux qui ont un ΔH positif de ceux qui ont un ΔH négatif ; ils correspondent respectivement à des heures h situées dans la matinée locale (croissance du $S_R(t)$) et dans l'après-midi (décroissance du $S_R(t)$).

Nous obtenons ainsi, comme pente des droites de régression passant par l'origine :

$$\begin{aligned} &0{,}0587 \pm 0{,}0019 \text{ pour toutes les heures (100 couples de valeurs)} \\ &0{,}0602 \pm 0{,}0020 \text{ dans la matinée (52 couples de valeurs)} \\ &0{,}0560 \pm 0{,}0036 \text{ dans l'après-midi (48 couples de valeurs)} . \end{aligned} \qquad (5)$$

Ce résultat est de nouveau excellent lorsqu'on le compare à la valeur théorique de l'équation (3), exprimant que la composante verticale du rotationel du champ $S_R(\varphi)$ est nulle. Nous pouvons donc conclure que nos observations géophysiques permettent de vérifier avec exactitude cette loi de la physique.

Cependant quelques remarques supplémentaires ont un intérêt. Il ne faut pas oublier en effet l'hypothèse faite : le champ $S_R(\varphi)$ n'aurait pas varié au cours de l'intervalle de temps ($h - 1$, $h + 1$) correspondant à l'estimation des ΔH. Ceci n'est certainement pas exact et nous devons en apprécier les incidences. Déjà le fait que l'estimation d'erreur soit presque deux fois plus grande dans l'après-midi que dans la matinée alors que les ΔH moyens ne sont pas tellement différents (+ 195 et — 155 respectivement), ne peut pas être attribué à des erreurs de mesure plus grandes dans l'après-midi. Il s'agit très probablement d'une variabilité plus grande du champ $S_R(\varphi)$ en fonction du temps universel.

1) Nous avions noté, à propos de la droite de régression représentée par l'équation (4), que la dispersion des couples de valeurs (ΔD, ΔH) était grande. Ceci peut encore être illustré par la variabilité des rapports $\Delta D/\Delta H$. Pour les 3 échantillons, la moyenne et l'écart-type à la moyenne sont respectivement :

$$\begin{aligned} &0{,}060 \pm 0{,}025 \text{ pour toutes les heures} \\ &0{,}063 \pm 0{,}019 \text{ dans la matinée} \\ &0{,}057 \pm 0{,}027 \text{ dans l'après-midi} . \end{aligned} \qquad (6)$$

Les moyennes sont proches des pentes des droites de régression (5) mais la variabilité des rapports apparaît très grande devant l'estimation d'erreur sur la pente. Or, ainsi que le montre le tableau *G*1 par deux exemples (rapports $\Delta D/\Delta H$ pour $|\Delta H| > 100$ gammas), les rapports très différents de la valeur moyenne se présentent le plus souvent sous forme de séquences systématiquement en dessus ou en dessous de cette valeur moyenne. C'est là une indication assez claire, sans doute, que le champ $S_R(\varphi)$ n'est pas resté constant.

TABLEAU *G*1. — Séquences de rapports $\Delta D/\Delta H$ avec $|\Delta H| > 100$ gammas

		juillet 1969			
8 h 30	9 h 30	10 h 30	13 h 30	14 h 30	15 h 30
0,065	0,059	0,049	0,048	0,037	0,023
		janvier 1970			
7 h 30	8 h 30	9 h 30	11 h 30	12 h 30	13 h 30
0,045	0,046	0,018	0,105	0,076	0,074

Un rapport plus élevé que la moyenne signifie que le ΔH serait trop petit en valeur absolue, c'est-à-dire que le champ $S_R(\varphi)$ décroît dans l'intervalle ($h - 1$, $h + 1$). Ainsi en janvier 1970, on aurait une nette décroissance du champ $S_R(\varphi)$ autour de 12 h 30 ; la figure 23*A* (profils de H) montre que cette décroissance est probablement due aux événements « contre-électrojet », qui sont assez forts en certains jours de ce mois et *diminuent* le champ $S_R(\varphi)$. Inversement en juillet 1969, on aurait une croissance du champ $S_R(\varphi)$ autour de 14 h 30. La figure 22*A* ne permet pas de l'apprécier immédiatement, mais une comparaison avec la figure 21*A* suggère un tel effet : le ΔH_E observé diminue moins rapidement en juillet 1969 que sur les courbes annuelles à ces heures et, de plus, on notera que le S_R^P reste à un niveau plus élevé (le zéro de l'échelle des profils de H est encore 20 gammas à 14 h 30 en juillet, il n'est plus que de 10 à la même heure pour l'année). La valeur du rapport $\Delta D/\Delta H$ permettrait donc de détecter des variations en temps universel du $S_R(\varphi)$.

2) Le fait que la pente de la droite de régression soit plus faible dans l'après-midi (voir (5)) que dans la matinée est-il significatif ? Le tableau *G*2 indique comment se répartissent de 6 h 30 à 17 h 30 les 100 couples de valeurs ayant un $|\Delta H| > 100$ gammas, qui ont été retenus dans le calcul.

TABLEAU *G*2. — Fréquences des couples de valeurs (ΔD, ΔH) ayant un $|\Delta H| > 100$ gammas

	6 h 30	7 h 30	8 h 30	9 h 30	10 h 30	11 h 30	12 h 30	13 h 30	14 h 30	15 h 30	16 h 30	17 h 30
$\Delta H > 0$	2	15	15	14	6	0	0	0	0	0	0	0
$\Delta H < 0$	0	0	0	0	0	4	9	14	13	7	1	0

Les maximums de fréquence sont respectivement sur 8 h et 14 h pour les $\Delta H > 0$ et les $\Delta H < 0$. Cette dissymétrie par rapport à l'heure du maximum du $S_R(t)$, environ 11 h 30 T. L., aussi bien que la concentration plus grande des $\Delta H > 100$ gammas dans la matinée, reflète que la croissance du $S_R(t)$ est plus rapide que sa décroissance. Autrement dit, le $S_R(\varphi)$ est plus concentré dans sa partie Ouest (c'est celle qui cause les effets observés dans la matinée en une station) que dans sa partie Est. *A priori* cependant, selon les valeurs de l'intensité du champ principal au long de l'équateur magnétique (elle est maximum vers le méridien 100° E, et minimum vers le 50° W), le champ $S_R^E(\varphi)$ devrait croître régulièrement de l'Est de l'Afrique vers l'Ouest. On sait que la variation en longitude observée pour l'électrojet ne correspond pas à ce schéma et que cette différence peut probablement être attribuée à une variation en longitude de l'intensité du S_R^P (Mayaud, 1969). En tout cas, la variation de pente que nous observons (plus forte dans la matinée que la valeur théorique, plus faible dans l'après-midi) correspond à la variation moyenne en longitude observée (*loc. cit.*, page 405) : le champ S_R décroît de Trivandrum à Addis-Abéba, puis croît de Addis-Abéba à Huancayo.

3) Parmi les 19 cas où l'analyse donne un pur contre-électrojet à 6 h 30 ou 7 h 30 T. L. (voir Fig. 24*B*, I_0), huit d'entre eux (dont six à 7 h 30) ont un $\Delta H > 100$ gammas, et leur valeur moyenne est $0{,}079 \pm 0{,}021$. La dispersion reste grande (les rapports extrêmes sont égaux à 0,048 et 0,121), mais que l'écart soit en général systématiquement supérieur à la valeur théorique est sans doute significatif. Il en résulterait que le $S_R(\varphi)$ *décroît* en général à ces heures où le contre-électrojet prédomine, c'est-à-dire que le contre-électrojet *croît* s'il est responsable de cette variation globale du $S_R(\varphi)$. Gouin et Mayaud (1967) ont montré que le contre-électrojet du matin était beaucoup plus fort sur la longitude d'Addis-Abéba que sur celle de Trivandrum ou de Huancayo et il doit en résulter une variation du $S_R(\varphi)$. La valeur de la pente (supérieure à la valeur théorique) indiquerait seulement que, en général, ce phénomène aurait son maximum d'amplitude à l'Ouest de notre profil, puisqu'il continue à faire décroître le $S_R(\varphi)$.

APPENDICE H

Une anomalie sur le S_R de la composante D à Kondoul

L'examen des profils du S_R de D montre que la valeur observée à Kondoul (S_4) est systématiquement supérieure d'environ 3 gammas. Ceci est vrai quel que soit le signe du S_R (à l'Est ou à l'Ouest) à cette même station. La mesure étant faite par rapport au niveau de nuit, cette anomalie ne peut être causée par une erreur sur la sensibilité ; en effet, elle devrait alors changer de signe avec la valeur du S_R. Un défaut d'orientation de l'appareil enregistreur (un variomètre Askania) peut être écarté, car il induirait des anomalies sur les deux autres composantes.

Sur les 3 séries de profils (Fig. 21*A*, 22*A* et 23*A*) que nous donnons, l'anomalie semble avoir encore la même amplitude en début et fin de journée, à des heures où le S_R est lui-même très faible. D'autre part, cette anomalie apparaît sur les profils et est donc relative aux stations avoisinantes. On pourrait alors, à certains égards, l'interpréter de la manière suivante. Les mesures étant faites à toutes les stations par rapport à des niveaux de nuit choisis au même moment, il faudrait que le *niveau de nuit* à la station S_4 soit artificiellement (ou naturellement ?) perturbé, et ceci toujours dans le même sens. Que l'anomalie apparaisse sur les courbes annuelles (Fig. 21*A*) montre que le phénomène est fréquent ; sur certaines courbes mensuelles, il devient à peine perceptible. Il n'est donc pas absolument constant.

La station S_4 était située à une trentaine de kilomètres au Sud de Fort-Lamy, à quelques centaines de mètres de la route entre Fort-Lamy et Fort-Archambault. Il est difficile de concevoir que des influences artificielles aient pu se faire sentir uniquement dans la nuit. L'examen des courbes à cette station ne révèle aucun décrochement anormal. A notre point de vue, elle reste inexpliquée. On notera cependant qu'elle est sans influence sur les calculs faits dans l'appendice *G* puisque le ΔD est équivalent à la différence entre les S_R de D aux stations S_3 et S_7.

APPENDICE J

Effets de l'analyse globale sur la détection des effets internes

Notre méthode d'analyse globale peut injecter dans le S_R^P que nous obtenons une part des effets internes, puisque les fonctions P et Q simulent des effets purement externes. Il est aisé de montrer ceci en calculant des effets théoriques aux abscisses de nos 9 stations et en analysant les valeurs obtenues par la méthode globale décrite au chapitre III. La figure *J* I présente 4 séries de profils. En *A*, *B* et *C*, il s'agit de profils calculés, en *D* des profils annuels observés à 10 h 30, 11 h 30 et 12 h 30 (identiques à ceux de la figure 21*A*). Les densités $I_{0,k}$ choisies pour les profils théoriques sont telles que l'amplitude ΔH_E soit de l'ordre de grandeur de celle des profils observés ; les largeurs a_1 ou a_2 sont également prises très proches de celles obtenues pour les profils observés.

En *A*, les effets de deux rubans externes de largeur $a_1 = 400$ km et $a_2 = 1\,000$ km, avec $I_{0,2}/I_{0,1} = -0{,}22$ sont superposés à ceux de leurs images à 600 km, 1 200 km et 1 800 km (A_1, A_2, A_3). En *B*, les effets d'un seul ruban externe de largeur $a_1 = 400$ km sont superposés à ceux de son image à 600 km, 1 200 km et 1 800 km (B_1, B_2 et B_3). En *C*, il n'y a pas d'images internes, mais, pour deux rubans externes de largeurs $a_2 = 400$ km et $a_2 = 1\,000$ km, le rapport $I_{0,2}/I_{0,1}$ varie : — 0,17, — 0,12 et — 0,07. Rappelons que c'est pour un $| I_{0,2}/I_{0,1} | > 0{,}15$ que l'analyse repasse sur un seul ruban (appendice *E*, § 3, critère *b*). Notons d'autre part que l'analyse du profil annuel de 12 h 30 (D_3) donne un rapport $I_{0,2}/I_{0,1} = -0{,}214$, soit une valeur très proche de celle choisie pour les profils *A*.

La figure *J* II donne les profils correspondants des résidus r_{126} obtenus au terme de l'analyse. Tandis que sur la figure *J* I le chiffre à droite des profils théoriques indique le nombre de rubans externes utilisés dans le calcul des valeurs théoriques, il indique sur la figure *J* II le nombre de rubans externes obtenus par l'analyse. Il est alors également indiqué pour les profils observés.

Il n'y a qu'un seul des 9 profils théoriques pour lequel le S_R^P apparaît pratiquement nul : c'est le profil C_1 où le nombre de rubans obtenus par l'analyse est le même que le nombre de rubans utilisés pour le calcul et où l'hypothèse faite dans l'analyse globale (pas d'effets internes) est identique à celle du calcul. Avec les 2 autres profils *C*, une partie des effets du second ruban est injectée dans les S_R^P de *H* et *Z* (léger effet négatif sur *H*, dérive sur le S_R^P de *Z*) ; les résidus r_{126} sont eux-mêmes beaucoup plus grands qu'en C_1.

En *A* et *B*, tous les S_R^P sont contaminés par les effets des images. En A_1 et A_2, les effets du second ruban, non détectés par l'analyse, contribuent également à cette contamination.

L'examen de la figure *J* II conduit alors aux remarques suivantes.

1) Tandis que le profil *observé* D_3 donne des résidus négligeables (deux rubans détectés par l'analyse, dont le rapport $I_{0,2}/I_{0,1}$ est égal à — 0,214), les profils *A* montrent qu'il faut descendre à 1 800 km pour la profondeur des images afin que l'analyse réussisse à détecter deux rubans avec des résidus également négligeables. A 1 200 km, l'analyse diverge avec deux rubans externes et l'on repasse sur un seul ruban, d'où des résidus beaucoup plus grands.

2) Les profils r_{126} de D_1 et D_2 varient beaucoup plus que ceux de D_3. On peut supposer que ceci provient d'un effet du critère *b* (voir ci-dessus) qui fait repasser sur un seul ruban quand $| I_{0,2}/I_{0,1} | > 0{,}15$. Effectivement, ces profils de résidus sont très proches des profils C_2, dérivés de profils calculés avec 2 rubans mais finalement analysés avec un seul ruban. Sans doute, spécialement pour *Z*, les profils B_2 ressemblent aux profils C_3. Mais des effets internes à 1 200 km, inclus dans les valeurs observées *D*, devraient conduire à un échec du type A_2. La ressemblance entre D_1 (ou D_2) et C_2 est donc assez grande pour pouvoir affirmer que les profils observés contiennent un second ruban, qui a été rejeté par l'analyse par suite du critère *b* sur la valeur du rapport $I_{0,2}/I_{0,1}$.

Nous pouvons donc conclure que les effets internes de l'électrojet sont nettement inférieurs à ceux d'une image située à 1 200 km de profondeur. Il faudrait descendre à 1 800 km, un niveau où les erreurs d'observation ou d'interpolation (nombre trop petit de stations) commencent à empêcher toute conclusion certaine. Une telle profondeur de l'image équivalente signifie que les effets internes de l'électrojet sont beaucoup plus faibles que ceux des nappes planétaires engendrant le S_R^P ; pour celles-ci, les taux d'induction communément observés correspondent à une image qui serait située au-dessus de 600 km.

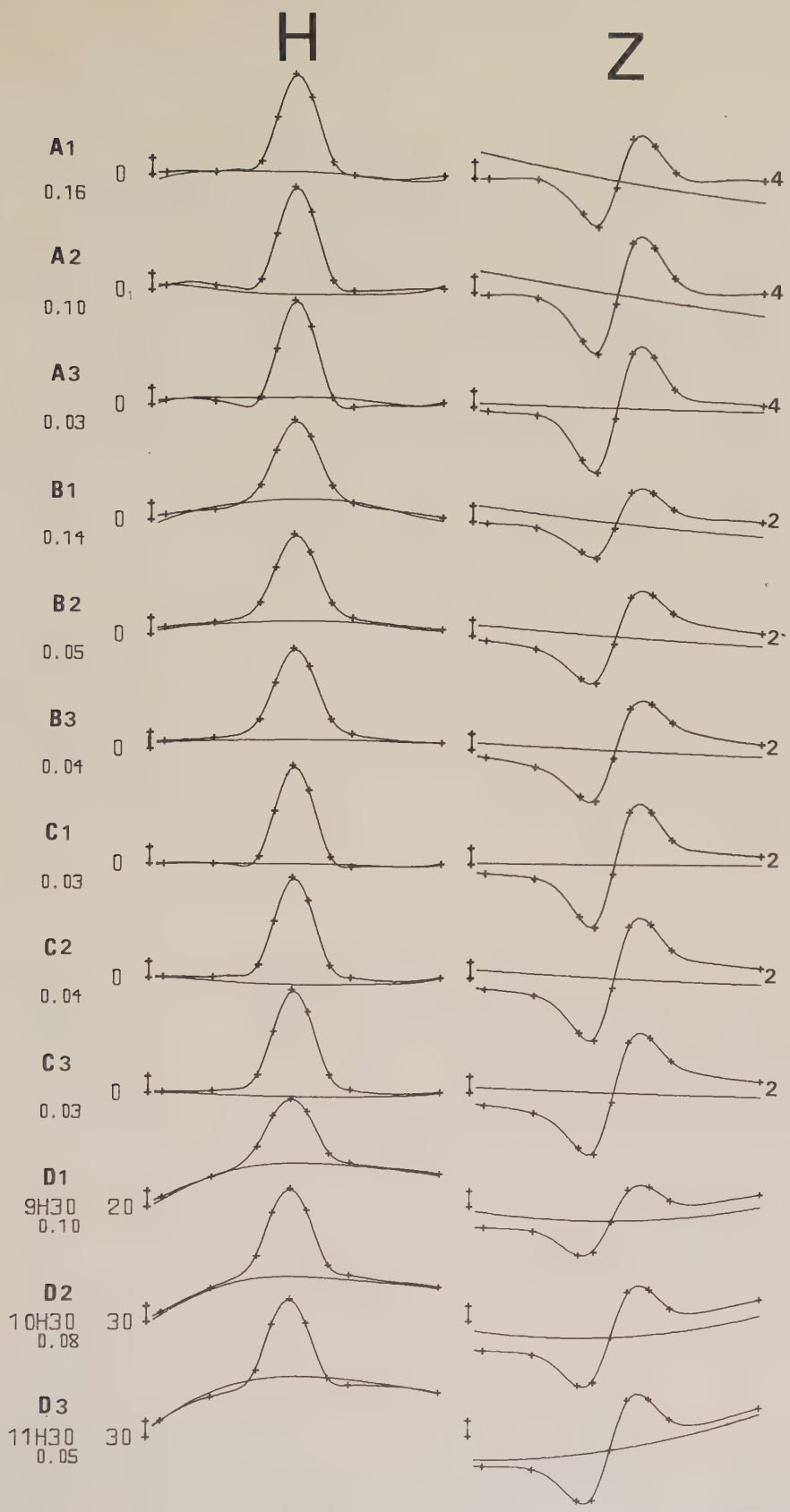


FIG. J I. — Profils théoriques (*A*, *B*, *C*) et observés (*D*). Croix : valeurs calculées ou observées. Mêmes échelles et conventions que sur la figure 21*A*. *Profils A* : quatre rubans externes et internes, $a_1 = 400$ km, $a_2 = 1\,000$ km, $I_{0,2}/I_{0,1} = -0{,}22$; image interne à des profondeurs de 600, 1 200 et 1 800 km en A_1, A_2 et A_3. *Profils B* : deux rubans externe et interne, $a_1 = 400$ km ; image interne à des profondeurs de 600, 1 200 et 1 800 km en B_1, B_2 et B_3. *Profils C* : deux rubans externes. $a_1 = 400$ km, $a_2 = 1\,000$ km ; $I_{0,2}/I_{0,1}$ égal à $-0{,}17$ en C_1, $-0{,}12$ en C_2, $-0{,}07$ en C_3. *Profils D* : les trois profils de 10 h 30, 11 h 30 et 12 h 30 de la figure 21*A*. Les chiffres à droite des profils théoriques indiquent le nombre de rubans externes injectés dans les valeurs théoriques.

APPENDICE K

Estimation des effets des divers facteurs susceptibles de déplacer le centre apparent de l'électrojet

Le facteur α_t dont l'effet est constant ne peut être estimé que par le moyen d'un modèle théorique. Il fera l'objet d'un traitement séparé après les autres facteurs dont l'effet dépend du temps.

1 Les facteurs qui dépendent du temps

La détermination de la position du centre apparent est certainement la plus précise en milieu de journée, lorsque le phénomène électrojet est le plus intense. Selon les diverses courbes c de la figure 24*B*, l'effet du facteur α_f (forme de l'équateur magnétique) y est sans doute faible. Nous cherchons donc d'abord à apprécier les influences relatives des facteurs $\alpha_{v.s.}$, β_H et β_Z en utilisant une analyse à régression linéaire multiple (C. A. Bennet et N. L. Franklin, 1954). Celle-ci permet de déterminer pour un ensemble de données que l'on suppose dépendre d'une série de variables indépendantes : 1) l'ordre dans lequel les variables indépendantes réduisent le plus la dispersion des données, 2) le coefficient de corrélation multiple r_m entre les données et les variables indépendantes, 3) l'ordonnée à l'origine (soit c_0) et les coefficients de régression partielle de chaque variable indépendante (soit $p_{v.s.}$, p_H et p_Z) avec l'estimation d'erreur sur ceux-ci, 4) la valeur du test F de Snédécor.

1.1. *Les facteurs* $\alpha_{v.s.}$, β_H *et* β_Z

Le tableau *K*1 donne les résultats de l'analyse pour les heures de milieu de journée (10 h 30 à 13 h 30 des valeurs mensuelles). Le facteur β_H serait celui dont dépend le plus la position du centre apparent (il monte vers le Nord quand le S_R^P de H y est plus fort ; notons que les dissymétries Nord-Sud du S_R^P ne sont le plus souvent que de 1 à 3 gammas pour les valeurs mensuelles). Le facteur β_Z a encore une certaine importance (le centre apparent monte vers le Nord quand le S_R^P de Z est, en moyenne, négatif dans la bande où existe le supplément de courants causant l'électrojet).

TABLEAU *K*1. — Résultat de l'analyse de régression multiple pour les valeurs mensuelles de 10 h 30 à 13 h 30

	β_H	β_Z	$\alpha_{v.s.}$
Pourcentage de la variance expliquée par un facteur	26 %	17 %	6 %
p (km/γ ou km/an)	6,4 ± 0,9	— 1,1 ± 0,3	— 6,2 ± 2,6
	r_m	F	c_0
	0,70	17,7	21,6 km

L'effet du facteur $\alpha_{v.s.}$ apparaît nettement plus faible et l'estimation d'erreur sur la pente p est donc assez grande ; il correspondrait à une variation séculaire vers le Sud au taux de 6 km/an environ. Or, sur la longitude de notre profil, la variation séculaire du modèle Pogo (8/69) donne un déplacement de l'équateur vers le Nord de 6,5 km/an (il serait de + 21,8 km/an sur le méridien 10° W, et de — 3,8 km/an sur le méridien 40° E). On doit donc considérer comme suspect l'effet du facteur $\alpha_{v.s.}$, tout au moins tel que nos observations permettent de l'estimer, ceci d'autant plus que des observatoires comme Bangui, Ibadan, M'Bour présentent tous une variation séculaire de l'inclinaison correspondant à un déplacement de l'équateur vers le Nord, comme le modèle Pogo.

Cependant, si l'on applique, avant une analyse de régression multiple par les facteurs β_H et β_Z, une correction de variation séculaire égale à celle de Pogo ou pratiquement égale à l'inverse de celle de Pogo (notre valeur du tableau *K*1), on constate que le coefficient de

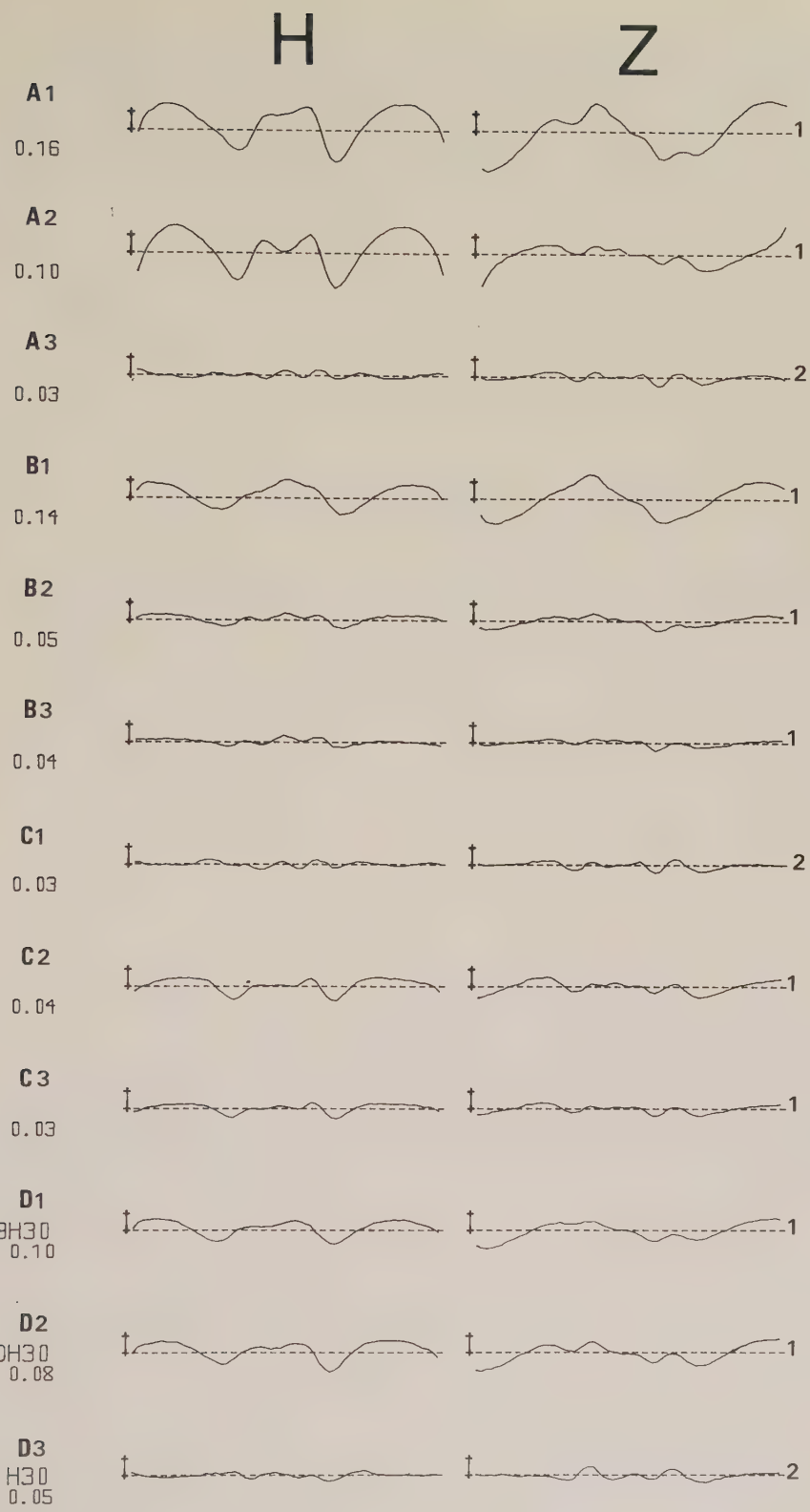


FIG. *J* II. — Profils des résidus r_{126} correspondant aux profils de la figure *J* I.
Les chiffres à droite des profils indiquent le nombre de rubans externes obtenus par l'analyse.

régression multiple est plus élevé dans le second cas que dans le premier (0,75 au lieu de 0,59) et que la valeur du test F est beaucoup plus élevée (26,5 au lieu de 11,2). Il est donc clair que corriger nos observations par un taux de variation séculaire égal à celui de Pogo sur la longitude du profil *n'améliore pas* la cohérence de celles-ci avec les facteurs β_H et β_Z, tandis que les corriger en sens inverse produit une amélioration. Il semble peu probable qu'une variation séculaire, vers le Sud, sur le méridien 40° E puisse être la cause de ce que nous observons. Dans la suite de cette analyse relative au centre apparent, nous considérerons deux types d'observations : des valeurs du centre apparent non corrigées (série *a*) et des valeurs corrigées d'une variation séculaire, au taux de — 6,2 km/an (série *b*) dont nous considérons qu'elle n'est pas la variation séculaire de l'équateur magnétique du champ moyen, mais une pseudo-variation séculaire d'origine inconnue.

1.2. *Le facteur* α_f

Nous avons donné l'ordre de grandeur de l'influence des facteurs β_H et β_Z (respectivement 6,2 km/γ et — 1,1 km/γ). Lors des analyses de régression multiple pour d'autres heures que les heures de milieu de journée (en procédant par groupement de 3 heures pour disposer chaque fois d'un échantillon de 45 valeurs environ), nous avons constaté que l'ordonnée c_0 à l'origine était extrêmement stable (à 1 ou 2 km près) de 9 h 30 à 13 h 30. Or cette quantité représente la position du centre apparent après correction des effets des paramètres β_H et β_Z. Nous avons alors essayé de déterminer l'influence du facteur α_f (forme de l'équateur magnétique) en cherchant par approximations successives la correction α_f qu'il fallait appliquer à une heure locale donnée pour obtenir une ordonnée c_0 constante quelle que soit l'heure. Cette tentative a échoué parce que, soit à 8 h 30, soit après 14 h 30, les estimations d'erreur sur les coefficients de régression partielle des facteurs β_H et β_Z deviennent grandes et l'ordonnée c_0 obtenue n'est plus significative. Nous avons alors employé la méthode suivante. Les coefficients de régression partielle de β_H et β_Z étant déterminés de 9 h 30 à 14 h 30 (leur taux de variation atteint 100 % avec la série *a*, il est de l'ordre de 50 % avec la série *b*), nous estimons des valeurs extrapolées pour 8 h 30 et 15 h 30 à 17 h 30 en prenant pour celles-ci soit les valeurs de 9 h 30, soit celles de 14 h 30. Nous reviendrons sur les conséquences de cette approximation grossière. Pour chaque heure locale, nous calculons les moyennes des positions observées du centre apparent (soit c) pour les 15 valeurs mensuelles, puis les moyennes de ces positions après correction des effets des facteurs β_H et β_Z (soit c_a et c_b pour les séries *a* et *b* ; dans le cas de la série *b*, la correction par le paramètre $\alpha_{v.s.}$ est déjà incluse). Le tableau $K2$ donne ces diverses valeurs ainsi que les écarts-types par rapport à la moyenne.

TABLEAU $K2$. — Estimation du facteur α_f par la comparaison de la position moyenne du centre apparent en km avant (c) ou après correction (c_a et c_b) des effets des facteurs β_H et β_Z

	8 h 30	9 h 30	10 h 30	11 h 30	12 h 30	13 h 30	14 h 30	15 h 30	16 h 30	17 h 30
c	16,0	27,4	29,2	26,7	23,5	21,0	18,1	10,9	— 1,1	— 7,0
σ	18,6	9,7	8,1	8,6	9,8	10,5	11,2	15,6	14,1	30,9
c_a	13,5	21,5	21,5	20,3	21,2	20,3	15,7	8,6	— 3,1	— 9,9
σ	18,5	9,5	7,6	6,7	7,3	7,4	8,1	14,3	14,6	33,4
c_b	13,8	21,6	22,1	21,2	22,1	21,0	17,1	9,6	— 1,3	— 9,2
σ	19,1	9,6	7,4	6,7	6,6	6,8	7,3	13,6	15,8	33,9

Le gain sur les écarts-types, de c à c_a ou c_b, représente l'effet des corrections apportées par les facteurs β_H et β_Z. Il est net, bien que faible, en milieu de journée (il correspond aux 43 % du gain sur la variance elle-même, tel qu'il était noté dans le tableau $K1$ pour les facteurs β_H et β_Z). Le gain est nul en début et fin de journée ; ceci correspond aux valeurs extrapolées pour les coefficients de régression partielle à ces heures. Mais le fait important est la comparaison des valeurs de c d'une part, de c_a ou c_b d'autre part entre 9 h 30 et 13 h 30. Une variation systématique semble exister pour c, qui ressemble d'ailleurs à la variation de la courbe annuelle (Fig. 24*B*) pour ces mêmes heures. Avec c_a et c_b, cette variation est presque entièrement réduite (les moyennes des 5 heures sont respectivement 21,0 ± 0,5 et 21,6 ± 0,4). Les corrections faites à partir des facteurs β_H et β_Z ramènent donc le centre apparent à cette position presque constante pour les moyennes des heures de milieu de journée. A ces heures (voir Fig. 25*A*), le maximum d'intensité du phénomène « électrojet » est situé dans une bande de longitudes où la position de l'équateur magnétique ne varie que peu. De part et d'autre de ces heures, une variation systématique des positions c_a et c_b intervient (voir tableau $K2$) qui ressemble à la variation de position de l'équateur magnétique (Fig. 25*A*). Nous supposerons *a priori* que les différences entre la valeur de c_a (ou c_b) à 11 h 30 et sa valeur aux autres heures représentent les corrections α_f, correspondant à l'effet de « forme de l'équateur magnétique ».

1.3. *Contrôle de l'hypothèse faite sur* α_f *et résultats globaux*

Un contrôle relatif de l'hypothèse faite sur le facteur α_f peut être effectué en appliquant aux valeurs saisonnières et annuelles les corrections précédemment évaluées (β_H, β_Z, $\alpha_{v.s.}$, α_f). La figure 26 illustre le résultat et le tableau $K3$ précise quelques valeurs numériques. Les valeurs pour 17 h 30 sont exclues ici parce que leur dispersion est trop grande.

Les différences entre les séries *a* et *b* sont mineures, la deuxième ayant cependant des écarts-types nettement inférieurs dans certains cas (tableau $K3$). La comparaison des courbes *A* d'une part, *B* et *C* d'autre part (Fig. 26) confirme que le taux de réduction de la disper-

sion des valeurs mensuelles pour une heure donnée, qui est apporté par les facteurs β_H et β_Z, est faible en milieu de journée (9 h 30 à 13 h 30) et pratiquement nul avant et après.

Lorsqu'on examine la diminution des écarts-types pour 9 h 30-13 h 30 (tableau *K*3) de c à c_a (ou c_b), on peut considérer qu'elle est entièrement causée par l'effet des facteurs β_H et β_Z (la variation de α_f est négligeable à ces heures). Dans le cas des valeurs saisonnières, elle devient très importante puisqu'elle est presque d'un facteur 2. Il est évident que ces valeurs saisonnières c (et les valeurs saisonnières β_H et β_Z qui servent à corriger les précédentes) ne sont pas indépendantes des valeurs mensuelles c, β_H et β_Z à partir desquelles les coefficients de régression partielle p_H et p_Z des β_H et β_Z ont été calculés. Cependant, elles ne sont pas leurs simples moyennes puisqu'elles sont obtenues par une analyse des profils saisonniers (H_T et Z_T) par les fonctions F, G, P et Q (β_H, β_Z et c dépendent respectivement du S_R^P de H, du S_R^P de Z et du S_R^E résultant d'une telle analyse). Le contrôle que nous faisons n'est donc que relatif, mais le résultat se révèle assez bon. Pour les valeurs saisonnières, entre 9 h 30 et 13 h 30, la dispersion résiduelle de la position du centre apparent n'est plus que d'environ 3 km. Une telle précision, à partir de 9 stations sur un profil de 3 000 km, peut être considérée comme remarquable.

Tableau *K*3. — Positions moyennes (en km) du centre pour divers groupements d'heures. N : nombre de valeurs. c : valeurs observées. c_a : valeurs corrigées par les effets des facteurs β_H, β_Z et α_f. c_b : valeurs corrigées par les effets des facteurs $\alpha_{v.s.}$, β_H, β_Z et α_f.

	10 h 30-12 h 30	9 h 30-13 h 30	8 h 30-16 h 30
		Valeurs mensuelles	
N	45	74	116
c	26,6 ± 9,3	25,8 ± 9,9	20,7 ± 14,5
c_a	20,5 ± 7,3	20,5 ± 7,8	20,5 ± 10,8
c_b	21,3 ± 7,0	21,4 ± 7,6	21,4 ± 10,8
		Valeurs saisonnières	
N	9	15	26
c	27,8 ± 4,7	26,4 ± 6,0	17,8 ± 12,7
c_a	19,5 ± 3,4	19,3 ± 3,2	18,1 ± 4,0
c_b	20,4 ± 2,8	20,3 ± 2,6	19,0 ± 4,1
		Valeurs annuelles	
N	3	5	9
c	27,1 ± 2,1	25,8 ± 3,1	17,9 ± 10,0
c_a	19,1 ± 1,0	19,0 ± 1,0	18,3 ± 2,8
c_b	20,1 ± 0,9	20,0 ± 1,0	19,2 ± 2,7

La comparaison, sur la figure 26, de l'ensemble des valeurs annuelles ou saisonnières en *A* d'une part, en *B* ou *C* d'autre part, montre que le facteur α_f tel qu'il a été déterminé à partir des valeurs mensuelles joue entièrement son rôle. La réduction considérable des écarts-types (tableau *K*3, 8 h 30-11 h 30) l'indique aussi clairement. Enfin, à propos des variations résiduelles qui apparaissent sur la figure 26 pour les valeurs mensuelles et qui ont une amplitude totale d'environ 20 km en milieu de journée, qui dépassent 50 km à 8 h 30 et après 14 h 30, il est difficile d'y détecter un effet systématique qu'il serait possible d'éliminer (noter, en particulier, l'absence de symétrie par rapport au trait vertical, qui représente le milieu de l'année 1969). La moins bonne précision à 8 h 30 et après 14 h 30 est évidemment due à l'amplitude plus faible du phénomène. Mais, en milieu de journée, les résidus sont probablement d'origine purement expérimentale.

On notera enfin (tableau *K*3) que les écarts-types sont systématiquement plus faibles pour c_b que pour c_a avec les groupements d'heures de milieu de journée (10 h 30-12 h 30). Ceci semblerait indiquer que la correction $\alpha_{v.s.}$ est bien effective.

2 Le facteur α_i

Le facteur α_i correspond à une dissymétrie de l'intensité du champ principal de part et d'autre de l'équateur magnétique.

Le modèle de Richmond (1973) ne permet pas d'apprécier directement l'influence d'un tel facteur puisque l'une des approximations qu'il contient est de supposer que le champ total F est constant dans le domaine où la distribution de courants est calculée. Mais il est possible de déterminer des distributions de courants corrrespondant à diverses valeurs de F. Nous analysons chacune d'entre elles par un modèle quadratique (cf. Chap. 3, § 2.2.2.2, pages 38-39) et établissons ainsi la relation qui existe entre I_0, densité au centre, et F. Soit alors F_0 la valeur du champ principal à l'équateur magnétique selon le modèle Pogo sur le méridien 15° E, et F_x sa valeur au long de notre profil. Nous calculons une densité $I_{0,x}$ pour chaque F_x (on a donc $I_{0,0}$ pour F_0) et, à partir d'une distribution symétrique

$$I(x) = I_{0,0}(1 - x^2/a^2)^2 ,$$

nous calculons une distribution asymétrique telle que

$$I'(x) = I(x).(I_{0,x}/I_{0,0})$$

qui représente sans doute une approximation valable de l'effet d'une dissymétrie du champ principal (sur la longitude 15° E, F_0 est égal à 32 000 gammas ; à 500 km au Nord, le champ est de 1 000 gammas plus fort, il est de 700 gammas plus faible au Sud). Puis nous analysons, avec le modèle quadratique symétrique, la distribution asymétrique $I'(x)$. Le tableau *K*4 donne les valeurs des paramètres I_0, a et c pour la distribution symétrique $I(x)$ et la distribution dissymétrique $I'(x)$.

TABLEAU *K*4. — Effet d'une dissymétrie du champ principal (paramètre α_t)

	I_0 (A/km)	a (km)	c (km)
$I(x)$	191,3	415,1	0,0
$I'(x)$	192,1	414,8	— 1,8

Il résulte de cette approximation que le centre de la distribution de courants serait déplacé d'environ 2 km seulement vers le Sud (du côté où, le champ étant plus faible, les courants sont plus forts). L'effet du paramètre α_t est donc très faible.

APPENDICE L

Valeurs des rapports théoriques R_H et comparaison aux observations de Huancayo

Le tableau *L*1 ci-dessous donne les valeurs de rapports théoriques R_H, obtenus à partir des effets sur la composante horizontale H au centre de l'électrojet. Nous supposons évidemment que l'électrojet lui-même n'induit pas d'effets internes, et les valeurs données sont calculées pour la courbe théorique de la figure 28*B* (ou T_1 de la figure 33). De plus, deux valeurs sont utilisées pour le gradient d'inclinaison f : l'une est valable pour le méridien de nos profils, l'autre pour le méridien de Huancayo. Rappelons en effet que si f n'intervient pas sur la valeur de R_q, il intervient sur la largeur et donc sur la valeur de ΔH_E ou de R_H. Nous n'avons pas fait la correction de B_0 relative à Huancayo, elle est négligeable sur la largeur et son influence sur I_0 est très proche de celle sur I_b.

TABLEAU *L*1. — Valeurs théoriques, selon le modèle de Richmond, de divers paramètres en fonction de I_b (les champs sont en gammas et les densités en A/km)

I_b	15	40	70	100	130
R_q	3,32	2,87	1,95	1,47	1,13
$\Delta H_{P,e}$	9,4	25,1	43,9	62,8	82,6
$\Delta H_{P,t}$	12,0	32,1	56,2	80,4	105,7
		Sur le méridien 20° E			
ΔH_E	35,9	84,0	103,0	113,0	114,0
$R_{H,e}$	3,82	3,35	2,35	1,80	1,38
$R_{H,t}$	2,99	2,62	1,83	1,41	1,07
		Sur le méridien 70° W			
ΔH_E	40,1	94,2	114,1	125,4	126,5
$R_{H,e}$	4,27	3,75	2,60	2,00	1,53
$R_{H,t}$	3,34	2,93	2,03	1,56	1,20

Le tableau redonne d'abord, en fonction de I_b, la valeur des rapports R_q. Puis les $\Delta H_{P,e}$ représentent l'effet magnétique externe causé par la densité I_b, et les $\Delta H_{P,t}$, l'effet total (externe + interne) ; nous prenons le même rapport que celui utilisé au chapitre 4, paragraphe 2.1, page 64. Les ΔH_E sur chaque méridien sont l'effet de l'électrojet au centre, tandis que deux types de rapport R_H sont donnés, l'un concerne une comparaison avec $\Delta H_{P,e}$, l'autre avec $\Delta H_{P,t}$. Les $R_{H,e}$ sont supérieurs aux R_q comme nos r_H étaient supérieurs aux r_q ; nous avions dit en décrivant la figure 24*C* que la quantité r_H présentait l'inconvénient d'être une mesure ponctuelle, sans doute moins significative que la quantité r_q. Il est évident cependant qu'une analyse de ces r_H en fonction de I_P donnerait des résultats équivalents à ceux illustrés par la figure 33.

Si l'on se réfère au rapport $r_{H,t}$ classique observé, fréquemment cité dans la littérature et dérivé surtout du profil réalisé sur le méridien de Huancayo en 1957-1959, soit 1,0 (il correspond à 200 gammas pour le ΔH total observé et 100 gammas pour $\Delta H_{P,t}$), le rapport théorique $R_{H,t}$ obtenu pour le méridien 70° W et I_b = 130 A/km (soit $H_{P,t}$ = 105,7 gammas) en est proche : il est égal à 1,20. Le désaccord entre valeurs théorique et observée serait donc très faible en ce cas. Il y a deux raisons pour cela. D'une part, selon la figure 33*B*, l'écart entre valeurs théoriques et valeurs observées décroît avec I_P croissant. Il est probable que si nous avions des valeurs observées pour I_P = 130 A/km, l'écart entre rapports théoriques et rapports observés serait nettement inférieur à 0,5. D'autre part, l'estimation de la valeur $\Delta H_{P,t}$ à la latitude de Huancayo est incertaine. Ainsi nous avons mesuré, pour les deux stations de Talara et Chiclayo du profil de

Huancayo, la différence entre le R_N^H (équivalent de notre S_R^P) de la figure 7 de Forbush et Casaverde (1961). En chaque cas, elle est surestimée si on la compare à l'effet d'un ruban quadratique de paramètres a et I_0 convenables ; par conséquent, le $\Delta H_{P,t}$ est probablement sous-estimé et le rapport r_H observé serait inférieur à 1 (environ 0,90, par exemple). La différence entre rapports théoriques et rapports observés peut donc être de l'ordre de 0,30.

D'ailleurs, on se trouve avec un $I_b \sim 130$ A/km (soit $E_\varphi = 2{,}1$ mV/M) dans une gamme de valeurs où le I_0 engendré par le champ primaire devient pratiquement constant (Fig. 28*B*). Dans ces conditions, si on interprète l'écart (apparemment décroissant avec I_P croissant) entre R_q théoriques et r_q observés (Fig. 33) comme causé en partie par une sous-estimation de l'effet des instabilités de type II, on peut dire que cet écart doit se réduire pour de grandes valeurs de I_P (ou I_b). En effet, à partir d'un certain seuil, la densité au centre I_0 ne varie pratiquement plus, le mécanisme « électrojet » est en quelque sorte saturé et la valeur théorique déduite des instabilités de type I deviendrait correcte.

ANNEXE

Profils horaires du S_R de H et Z pour 171 jours

Les profils horaires du S_R des composantes H et Z qui sont contenus dans les pages suivantes constituent un document qui illustre la variabilité de l'électrojet équatorial.

Le tableau 1 permet de juger de la répartition des jours analysés au long de la période novembre 1968-mars 1970. La lettre C, associée à la valeur journalière de l'indice A_m, indique que le jour considéré satisfait, du point de vue de l'activité magnétique, à deux conditions : 1) $A_m < 16$; 2) $A_m' < 16$ (où A_m' est la moyenne des 4 indices trihoraires a_m compris entre 6 h et 18 h T. U.).

Le tableau 2 permet d'autre part de savoir pour chacun des profils illustrés si un ou deux rubans ont été détectés par l'analyse.

Chaque série de profils horaires (H à gauche, Z à droite) est identifiée en bas par la date ; de plus sont indiqués les 4 indices trihoraires a_m (de 6 h à 18 h) et la valeur journalière de A_m. L'échelle associée à chaque profil représente 10 gammas ; sa base équivaut à 0 pour Z, à la valeur indiquée (positive ou négative) pour H. Sachant que les croix représentent les valeurs observées aux abscisses des stations et que la distance entre S_1 et S_9 est égale à 3 020 km, on peut encore exprimer la valeur d'échelle sous la forme 172,57 γ/3 020 km (ou 57,14 γ/1 000 km).

La valeur écrite sous chaque heure locale représente la quantité r_{18}/r'_{18}, qui mesure la précision relative de l'analyse (voir Chap. 3, § 2.3.1). En cas d'échec de l'analyse, des astérisques sont écrits et le S_R^P n'est pas dessiné.

Les S_R^P qui sont dessinés représentent une interprétation dont le lecteur pourra toujours faire abstraction. Par contre, les S_R dessinés passent suffisamment près des valeurs observées (croix) pour que l'on puisse considérer qu'ils représentent assez bien la variation en latitude du phénomène.

En certains cas d'échecs de l'analyse (voir, par exemple, le profil de H, le 15 juillet 1969 à 12 h 30), le dessin du S_R est celui qui résulte des paramètres obtenus au moment de l'échec. Il doit donc être considéré comme correspondant à une interprétation plus ou moins suspecte. Il reste certain, en un tel cas, que le profil de H correspond à une forme complexe de transition entre un électrojet à 11 h 30 et un contre-électrojet à 13 h 30 (ou 14 h 30).

Enfin certaines insuffisances dans les définitions obtenues pour le S_R^P apparaissent clairement : ainsi en H, à 10 h 30, le 8 juillet 1969, le S_R^E serait négatif dans la région de S_1 (Tamanrasset) ; ceci n'est pas acceptable (on notera d'ailleurs la valeur élevée de r_{18}/r'_{18}). De même, en Z, les S_R^P de 9 h 30 et 10 h 30 sont peu satisfaisants autour de S_1 et S_2 (noter encore, en ces cas, les valeurs élevées de r_{18}/r'_{18}).

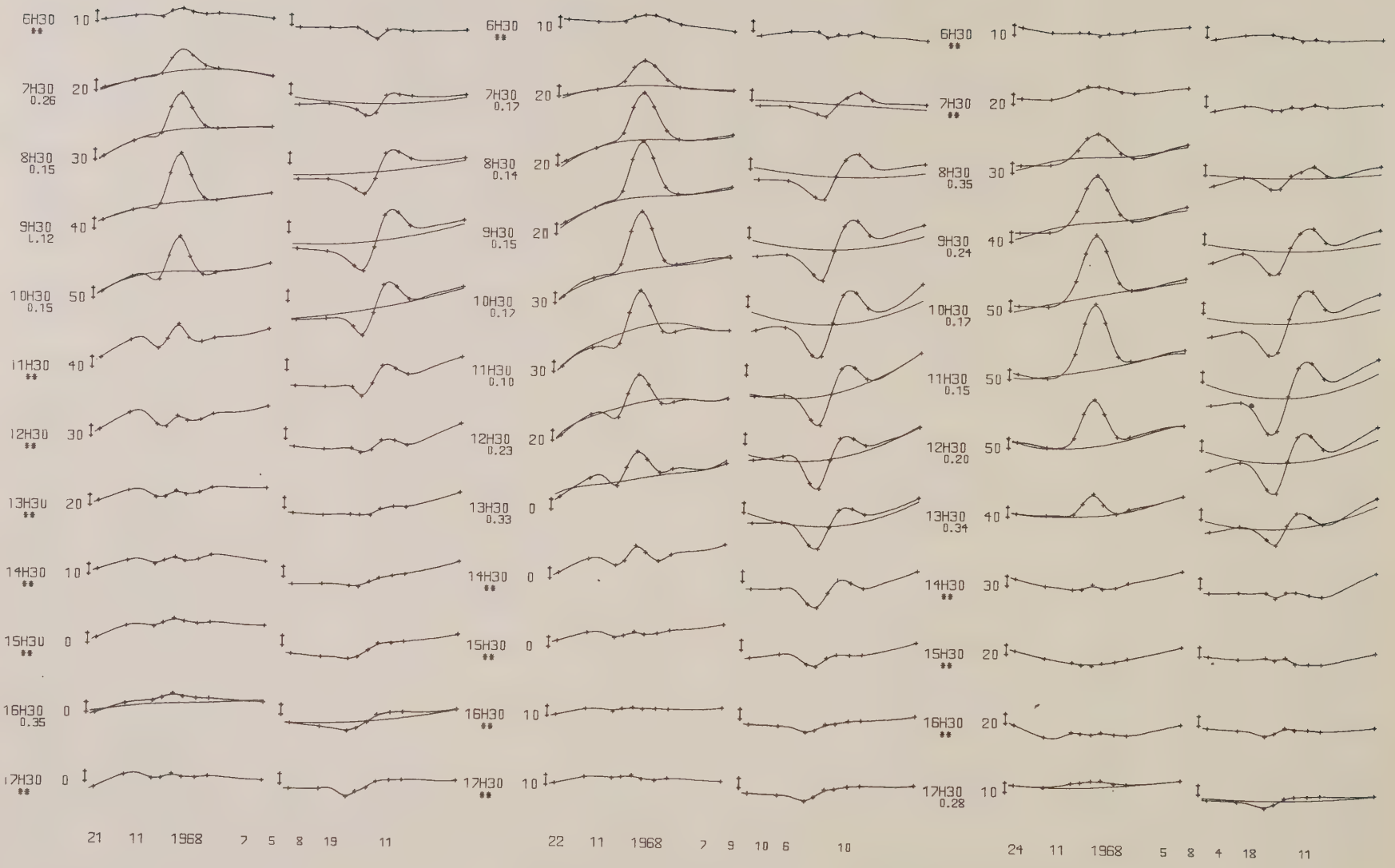
Ces insuffisances révèlent essentiellement le manque de souplesse des polynômes F et G pour saisir, de manière valable, dans certains cas, la variation S_R^P.

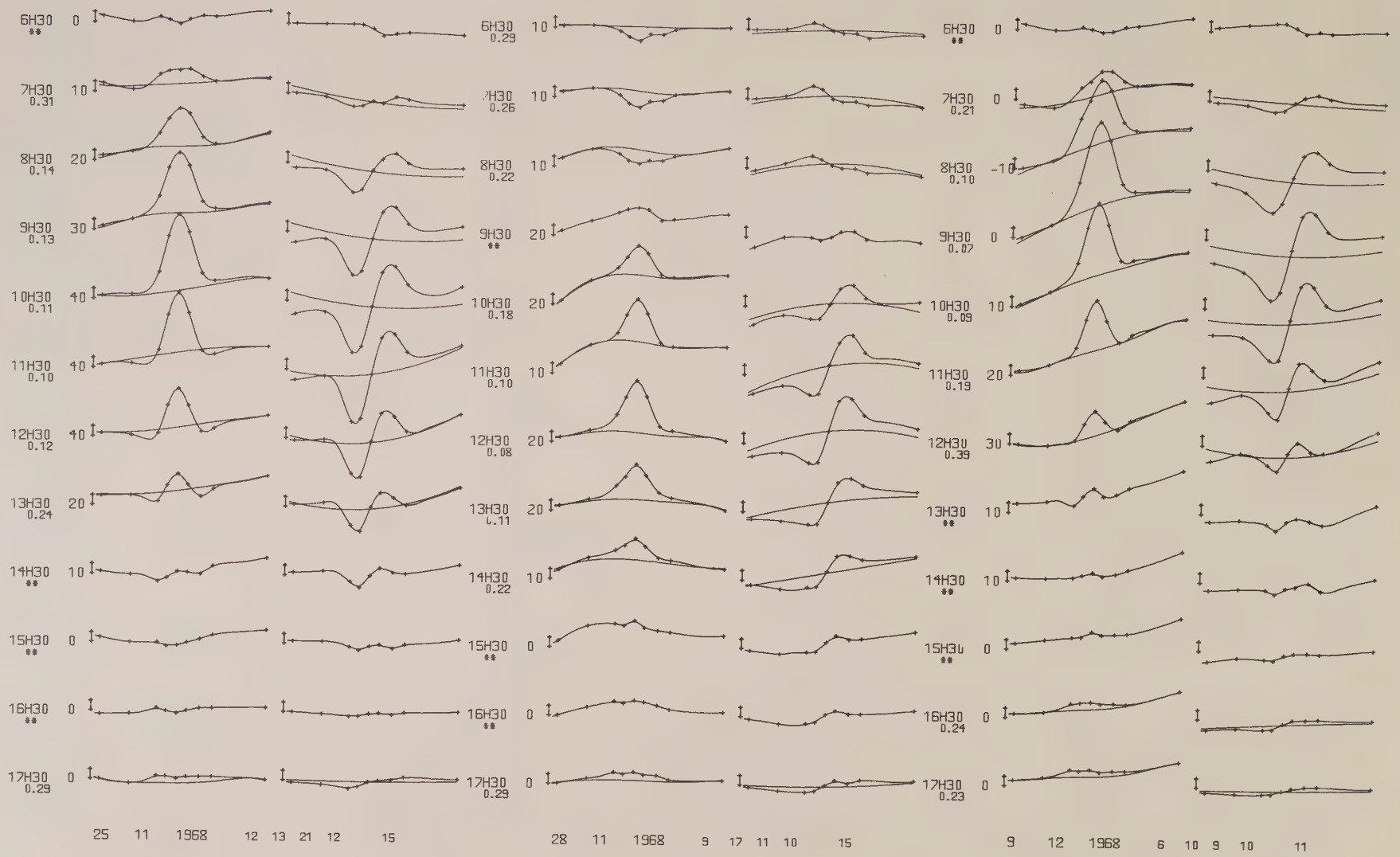
	1968		1969											1970		
	11	12	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	1	2	3
1	*	*	*	7C	*	*	16	*	*	5C	4C	*	*	*	*	*	*
2	*	*	*	*	*	*	*	*	11C	6C	2C	*	*	5C	*	*	*
3	*	*	*	*	*	*	*	*	4C	*	*	*	*	7C	*	13C	*
4	*	*	*	*	*	*	*	*	3C	*	*	16	9C	*	*	22	*
5	*	*	*	*	*	*	*	*	3C	13C	*	12C	11C	*	*	15C	*
6	*	*	4C	*	*	*	*	7C	7C	9C	*	*	*	*	10C	*	*
7	*	*	*	*	*	*	*	*	10C	*	*	11C	25	*	9C	1C	*
8	*	*	15C	*	20	*	10C	*	8C	15	*	6C	*	10C	12C	*	*
9	*	12C	10C	*	20	*	20	*	13C	17	*	14C	*	*	15C	*	*
10	*	*	7C	*	*	*	*	*	*	11	*	*	*	11C	8C	*	11C
11	*	*	9C	*	*	*	*	16	*	7C	*	17	21	18	7C	*	*
12	*	*	13	*	*	*	*	*	*	*	*	15	11C	8C	13C	7C	9C
13	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	9C	10C	*	*	*	*
14	*	*	*	15C	*	*	*	*	*	*	*	6C	2C	*	*	17	4C
15	*	*	*	*	*	*	*	16	10C	*	*	4C	2C	*	11C	13C	10C
16	*	*	20	18	*	*	*	*	*	*	*	*	5C	*	*	10C	4C
17	*	*	*	*	*	*	*	*	7C	*	*	*	*	*	*	17	9C
18	*	*	*	3C	*	*	*	*	5C	*	*	13C	12C	5C	*	16	10C
19	*	*	*	*	*	*	15	11C	3C	*	14C	18	13C	8C	*	6C	8C
20	*	*	*	*	*	*	*	*	6C	*	15	7C	5C	5C	15	4C	6C
21	12C	*	*	12C	*	*	*	11C	9C	*	6C	16	*	*	12C	*	*
22	11C	*	*	9C	*	*	*	4C	*	*	4C	13C	18	16	7C	*	*
23	*	*	*	18	*	*	*	*	*	*	15C	6C	*	*	*	*	*
24	11C	*	*	*	*	*	*	*	*	12C	10C	*	*	15	14	*	*
25	15	*	*	*	*	*	12C	*	*	5C	17	11C	13	*	*	7C	*
26	*	9C	*	*	*	*	7C	14	*	*	*	10C	21	*	3C	*	*
27	*	*	22	*	*	*	6C	*	*	*	9C	14C	*	*	*	*	*
28	16	12C	7C	*	*	*	15	5C	*	*	*	*	17	*	10C	*	*
29	*	*	6C		*	*	10C	7C	3C	*	*	*	*	*	14C		*
30	*	14	11C		*	*	20	8C	*	*	*	*	*	*	*		*
31		*	12		*		22		10C	7C		*		*	*		*

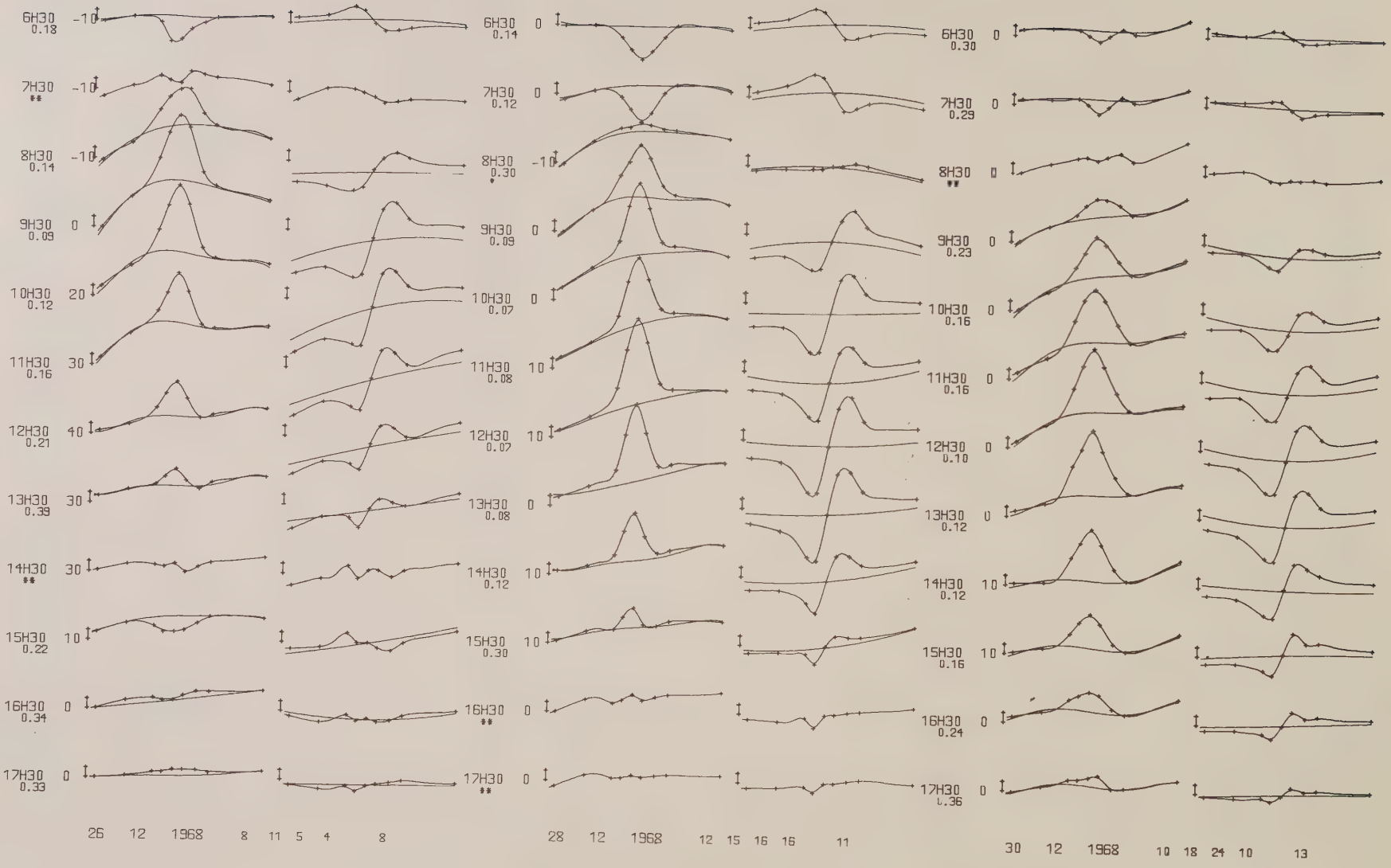
TABLEAU 1. — Valeurs de l'indice A_m pour les 171 jours
(*C* : jours calmes satisfaisant aux deux conditions énoncées dans le texte)

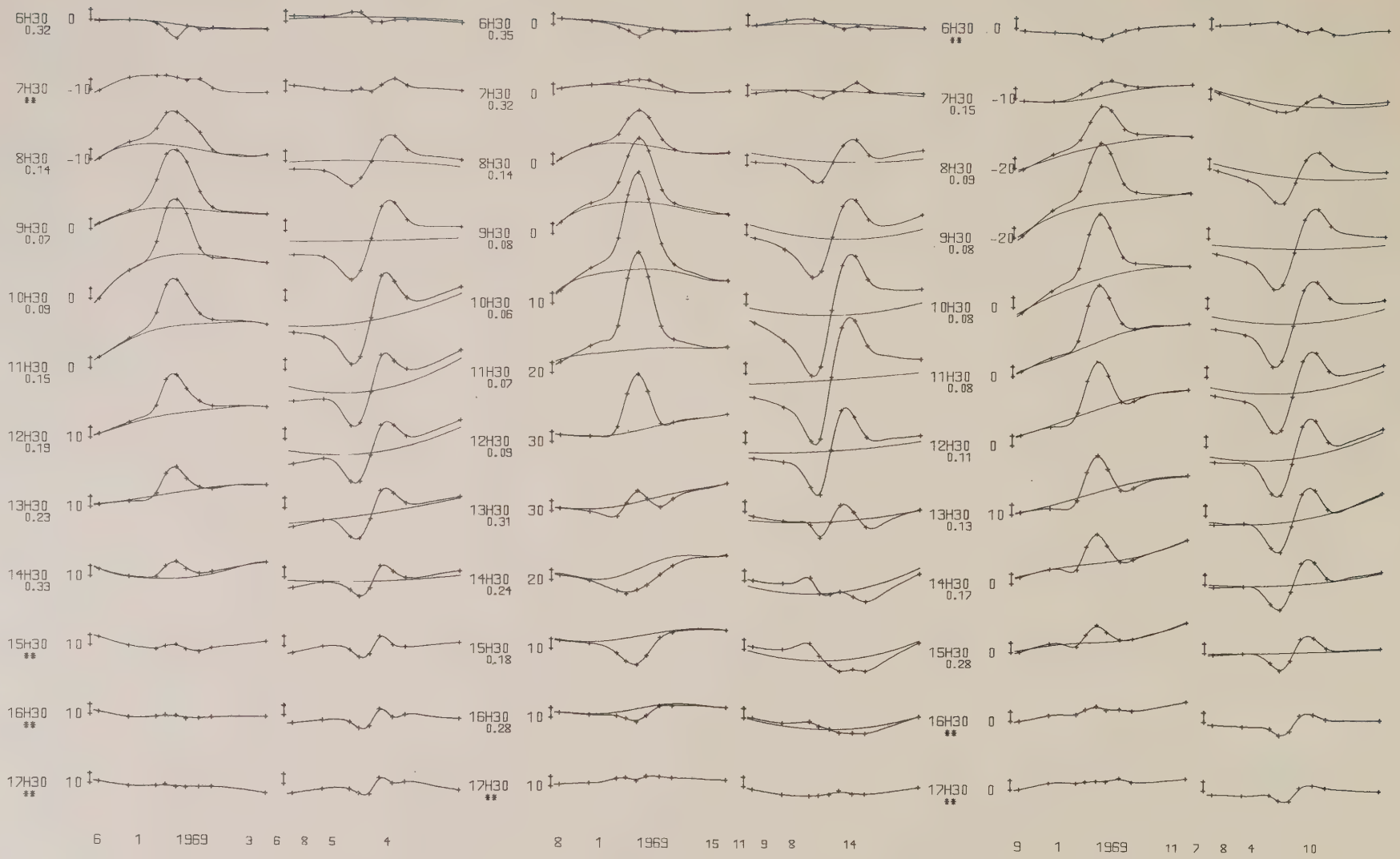
1968	11	21	*1222*	****1*	1969	6	15	*11111	111**1	1969	9	25	*11112	2***11	1969	12	18	*11111	11111*
1968	11	22	*11112	21****	1969	6	19	11**22	222111	1969	9	27	2*1111	111111	1969	12	19	**1121	21211*
1968	11	24	**1111	11***1	1969	6	21	111111	211111	1969	10	4	111122	12121*	1969	12	20	*11111	11211*
1968	11	25	*11112	22***1	1969	6	22	111*22	2121**	1969	10	5	111121	11111*	1969	12	22	*11112	121111
1968	11	28	111*12	111**1	1969	6	26	***112	22****	1969	10	7	1*1121	11111*	1969	12	24	*11112	112111
1968	12	9	*11111	1***11	1969	6	28	****11	221111	1969	10	8	**1122	22111*	1970	1	6	*11111	12****
1968	12	26	1*1111	11*121	1969	6	29	*11111	11111*	1969	10	9	*11112	22222*	1970	1	7	*11122	*111*1
1968	12	28	112111	1111**	1969	6	30	1211**	******	1969	10	11	*11111	12**11	1970	1	8	111112	*111**
1968	12	30	11*111	111111	1969	7	2	*11111	111111	1969	10	12	*11111	11111*	1970	1	9	*1111*	*111**
1969	1	6	1*1121	121***	1969	7	3	11*111	21111*	1969	10	13	1*1122	2212**	1970	1	10	*11111	*1111*
1969	1	8	111111	22111*	1969	7	4	1*1111	1111**	1969	10	14	*21111	111111	1970	1	11	111122	21****
1969	1	9	*11112	2222**	1969	7	5	**1121	1211**	1969	10	15	111112	2222**	1970	1	12	*11112	2**1*1
1969	1	10	111111	22****	1969	7	6	1**111	222111	1969	10	18	11*111	11221*	1970	1	15	111111	1211**
1969	1	11	11*111	12221*	1969	7	7	**1111	11111*	1969	10	19	211111	12111*	1970	1	20	111***	1**111
1969	1	12	*11111	1111**	1969	7	8	111*12	221111	1969	10	20	11*111	111111	1970	1	21	**11*1	***111
1969	1	16	1*1111	111111	1969	7	9	111*22	221111	1969	10	21	1*1111	11111*	1970	1	22	*11112	211111
1969	1	27	121121	11111*	1969	7	15	11*111	**111*	1969	10	22	*11122	2*2211	1970	1	24	1*1112	*111*1
1969	1	28	1*1222	22211*	1969	7	17	1*1111	11221*	1969	10	23	1*1112	11111*	1970	1	26	1*1111	1*11*1
1969	1	29	1*1122	2*11**	1969	7	18	11*111	21121*	1969	10	25	1*1111	122111	1970	1	28	*11111	22****
1969	1	30	111111	2***1*	1969	7	19	1*1122	111***	1969	10	26	1*1112	21111*	1970	1	29	111111	11****
1969	1	31	1*1111	1*11**	1969	7	20	11*112	1222**	1969	10	27	1*1111	211***	1970	2	3	111111	111111
1969	2	1	1*1122	*11***	1969	7	21	1**122	222***	1969	11	4	11*111	12221*	1970	2	4	111111	1**1**
1969	2	14	*11111	11121	1969	7	29	11*111	1121**	1969	11	5	1*1111	112***	1970	2	5	*11111	22**11
1969	2	16	1*1111	1111*1	1969	7	31	111**1	121***	1969	11	7	*11111	1**11*	1970	2	7	111112	22***1
1969	2	18	1*1111	11*1*1	1969	8	1	111*11	211111	1969	11	11	*11121	11111*	1970	2	12	111111	12111*
1969	2	21	111111	112***	1969	8	2	11*111	111***	1969	11	12	1*1111	222***	1970	2	14	1**111	112*11
1969	2	22	11*111	112***	1969	8	5	111*21	211111	1969	11	13	*11111	1211**	1970	2	15	11*111	12221*
1969	2	23	111111	111***	1969	8	6	11*111	122***	1969	11	14	1*1111	1111**	1970	2	16	**1111	**1111
1969	3	8	1*1111	222***	1969	8	8	1*1122	112111	1969	11	15	11*112	1111**	1970	2	17	111112	11221*
1969	3	9	1*1111	112211	1969	8	9	11*111	211111	1969	11	16	**1122	221***	1970	2	18	*11111	221111
1969	5	1	1*1111	1*2111	1969	8	10	1**122	21111*	1969	11	18	1*1112	22111*	1970	2	19	111112	221111
1969	5	8	11*111	1122**	1969	8	11	11*111	211111	1969	11	19	**1111	1*****	1970	2	20	111111	222*11
1969	5	9	111112	222111	1969	8	24	**11*1	111111	1969	11	20	*11111	11211*	1970	2	25	1*1222	1111**
1969	5	19	11*111	222111	1969	8	25	1*1111	111***	1969	11	22	*11111	12211*	1970	3	10	111122	22111*
1969	5	25	**1111	111111	1969	8	31	1*1111	21211*	1969	11	25	111112	2211*1	1970	3	12	1*1111	11211*
1969	5	26	*2**11	11111*	1969	9	1	11*122	2222*1	1969	11	26	**1122	2211**	1970	3	14	11**11	11111*
1969	5	27	***111	211111	1969	9	2	1*1111	211111	1969	11	28	**1112	22221*	1970	3	15	1**112	222211
1969	5	28	***111	111111	1969	9	19	1*1111	12111*	1969	12	2	1***11	111111	1970	3	16	1**111	122111
1969	5	29	111212	11111*	1969	9	20	111111	122111	1969	12	3	**1111	11111*	1970	3	17	1*1111	11211*
1969	5	30	**1111	1111**	1969	9	21	1*1111	111211	1969	12	8	*11122	222***	1970	3	18	21**11	11111*
1969	5	31	111*11	22211*	1969	9	22	1*1112	22221*	1969	12	10	111122	2211**	1970	3	19	1*1111	11211*
1969	6	6	1111*2	22221*	1969	9	23	**1111	12211*	1969	12	11	*11222	*2****	1970	3	20	11*111	22222*
1969	6	11	**1111	211111	1969	9	24	1*2122	111**1	1969	12	12	*11111	111***					

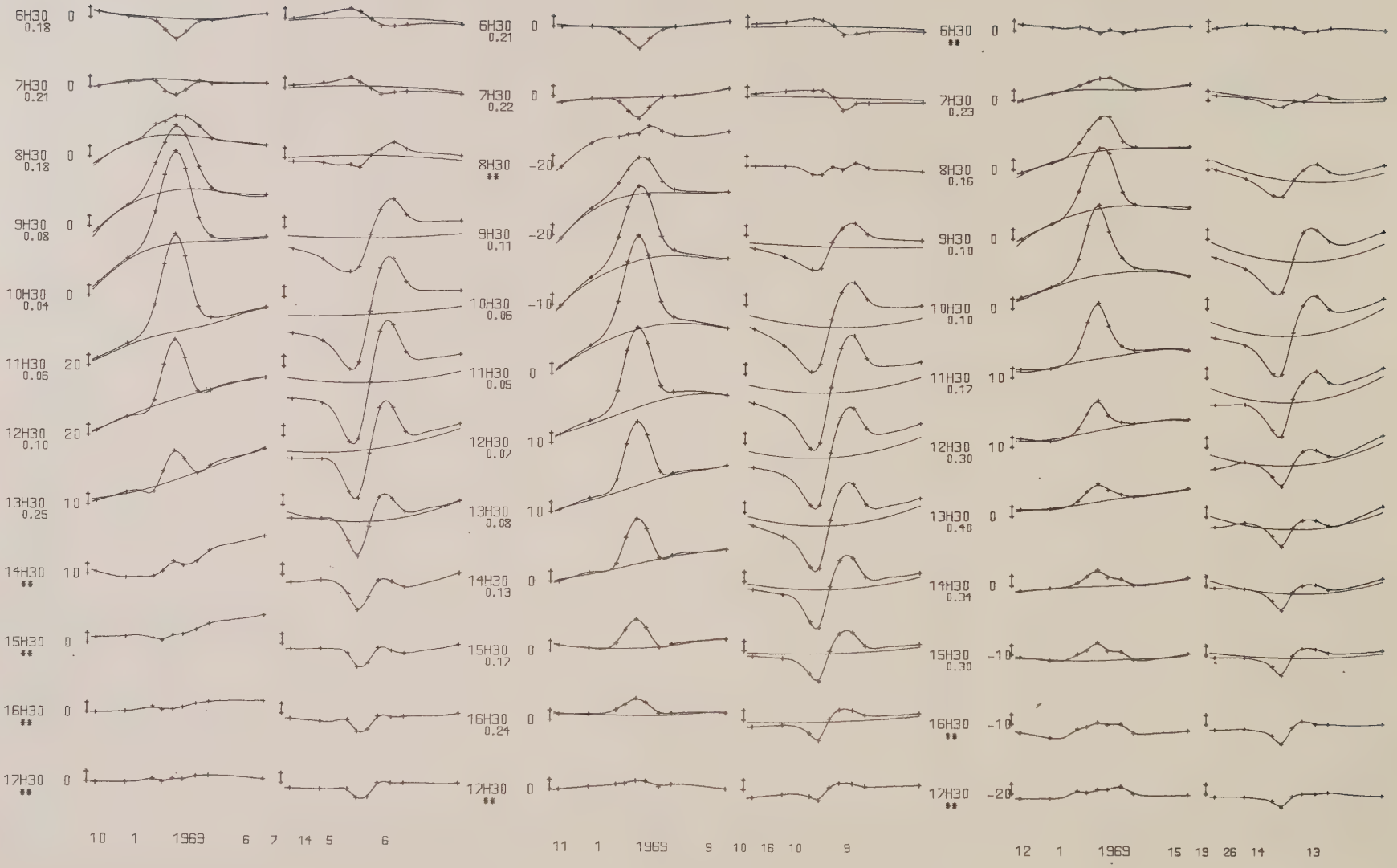
TABLEAU 2. — Nombre de rubans détectés par l'analyse pour chacun des 12 profils horaires de chaque jour (* : échec de l'analyse)

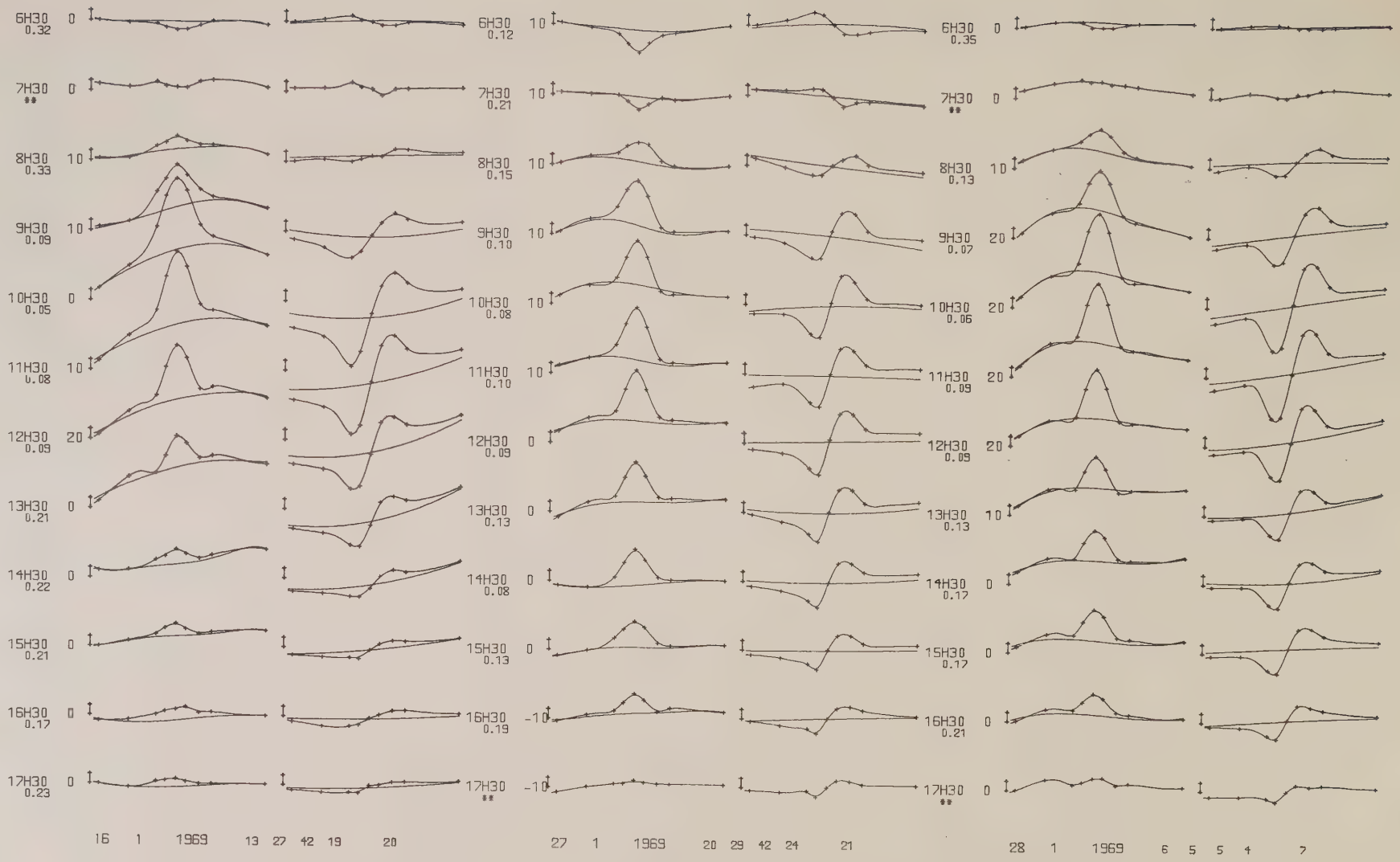

6H30
**
10
7H30
0.26
20
8H30
0.15
30
9H30
0.12
40
10H30
0.15
50
11H30
**
40
12H30
**
30
13H30
**
20
14H30
**
10
15H30
**
0
16H30
0.35
0
17H30
**
0
21 11 1968 7 5 8 19 11
6H30
**
10
7H30
0.17
20
8H30
0.14
20
9H30
0.15
20
10H30
0.17
30
11H30
0.10
30
12H30
0.23
20
13H30
0.33
0
14H30
**
0
15H30
**
0
16H30
**
10
17H30
**
10
22 11 1968 7 9 10 6 10
6H30
**
10
7H30
**
20
8H30
0.35
30
9H30
0.24
40
10H30
0.17
50
11H30
0.15
50
12H30
0.20
50
13H30
0.34
40
14H30
**
30
15H30
**
20
16H30
**
20
17H30
0.28
10
24 11 1968 5 8 4 18 11

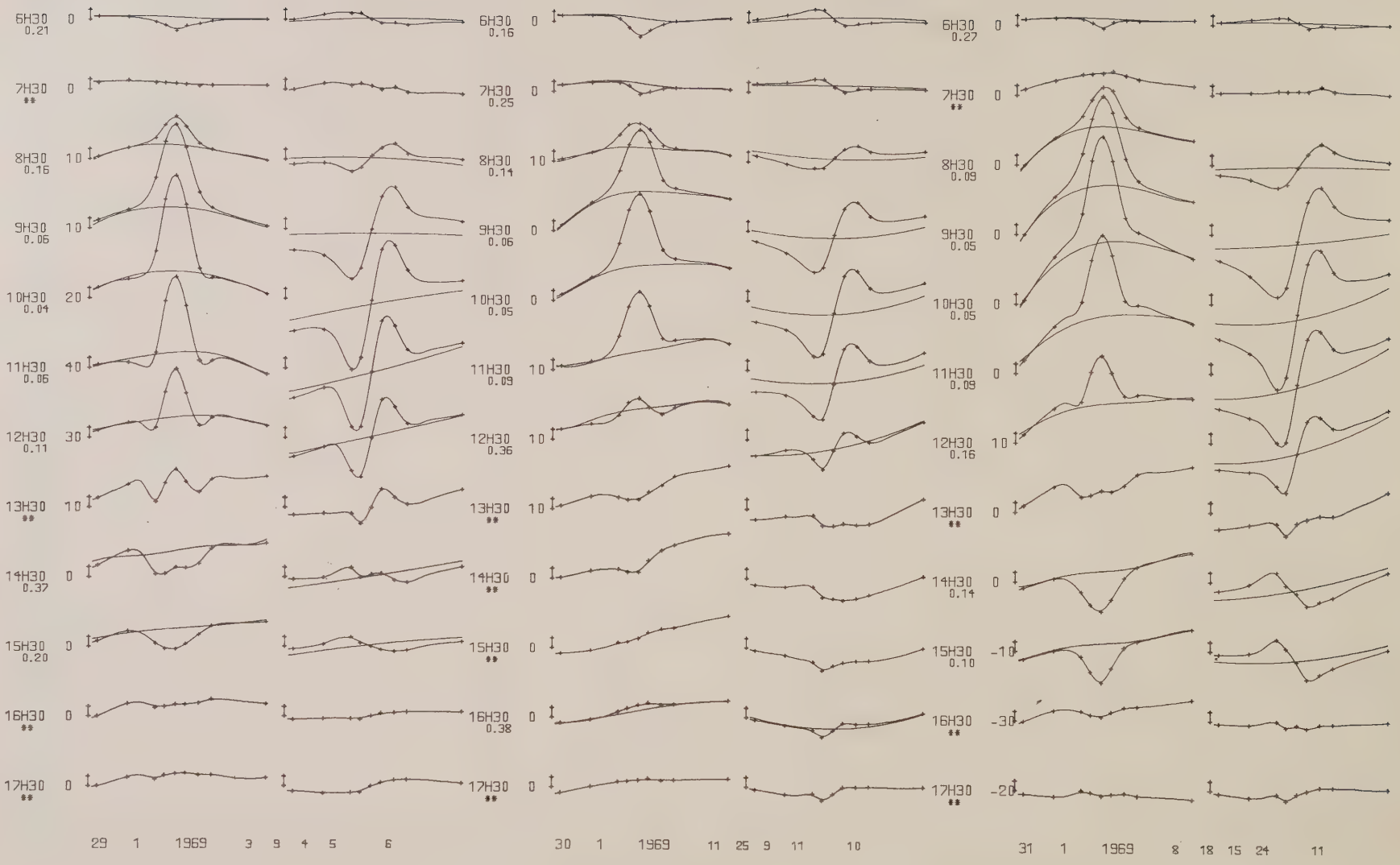

6H30 0
**
7H30 10
0.31
8H30 20
0.14
9H30 30
0.13
10H30 40
0.11
11H30 40
0.10
12H30 40
0.12
13H30 20
0.24
14H30 10
**
15H30 0
**
16H30 0
**
17H30 0
0.29
25 11 1968 12 13 21 12 15
6H30 10
0.29
7H30 10
0.26
8H30 10
0.22
9H30 20
**
10H30 20
0.18
11H30 10
0.10
12H30 20
0.08
13H30 20
0.11
14H30 10
0.22
15H30 0
**
16H30 0
**
17H30 0
0.29
28 11 1968 9 17 11 10 15
6H30 0
**
7H30 0
0.21
8H30 -10
0.10
9H30 0
0.07
10H30 10
0.09
11H30 20
0.19
12H30 30
0.39
13H30 10
**
14H30 10
**
15H30 0
**
16H30 0
0.24
17H30 0
0.23
9 12 1968 6 10 9 10 11

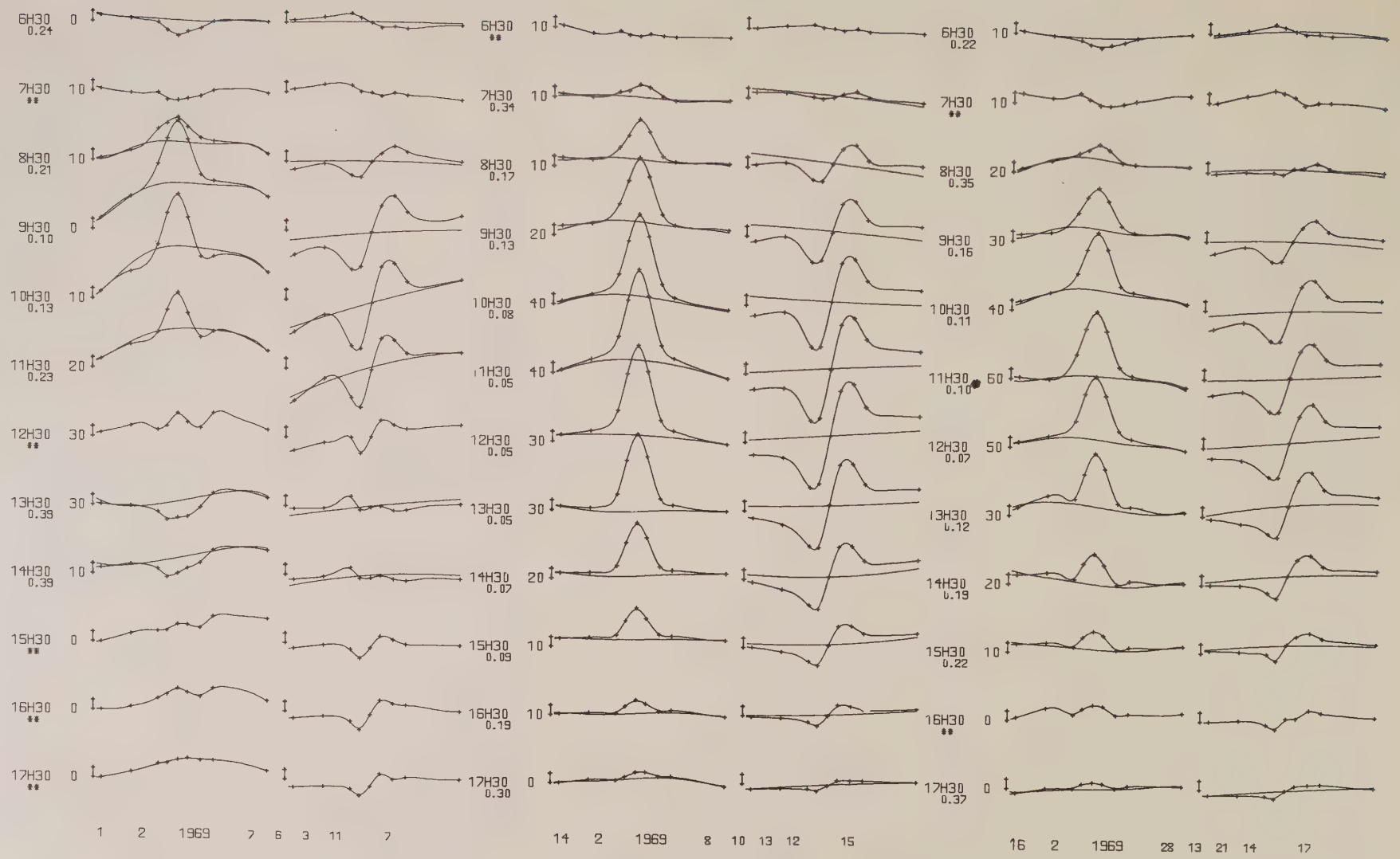

6H30 0.18
7H30 **
8H30 0.14
9H30 0.09
10H30 0.12
11H30 0.16
12H30 0.21
13H30 0.39
14H30 **
15H30 0.22
16H30 0.34
17H30 0.33
26 12 1968 8 11 5 4 8
6H30 0.14
7H30 0.12
8H30 0.30
9H30 0.09
10H30 0.07
11H30 0.08
12H30 0.07
13H30 0.08
14H30 0.12
15H30 0.30
16H30 **
17H30 **
28 12 1968 12 15 16 16 11
6H30 0.30
7H30 0.29
8H30 **
9H30 0.23
10H30 0.16
11H30 0.16
12H30 0.10
13H30 0.12
14H30 0.12
15H30 0.16
16H30 0.24
17H30 0.36
30 12 1968 10 18 24 10 13

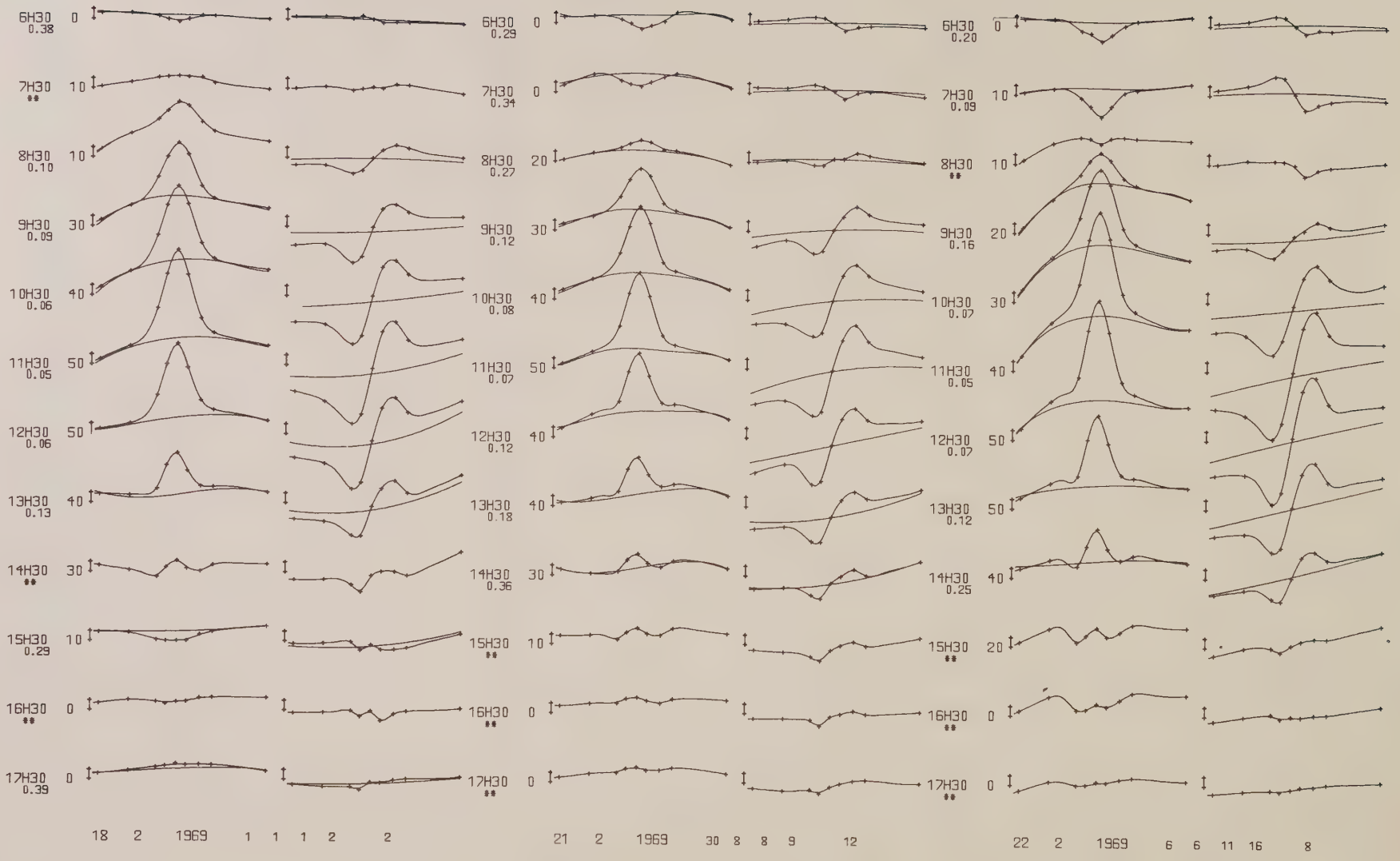

6H30 0.32
7H30 **
8H30 0.14
9H30 0.07
10H30 0.09
11H30 0.15
12H30 0.19
13H30 0.23
14H30 0.33
15H30 **
16H30 **
17H30 **
6 1 1969 3 6 8 5 4
6H30 0.35
7H30 0.32
8H30 0.14
9H30 0.08
10H30 0.06
11H30 0.07
12H30 0.09
13H30 0.31
14H30 0.24
15H30 0.18
16H30 0.28
17H30 **
8 1 1969 15 11 9 8 14
6H30 **
7H30 0.15
8H30 0.09
9H30 0.08
10H30 0.08
11H30 0.08
12H30 0.11
13H30 0.13
14H30 0.17
15H30 0.28
16H30 **
17H30 **
9 1 1969 11 7 8 4 10

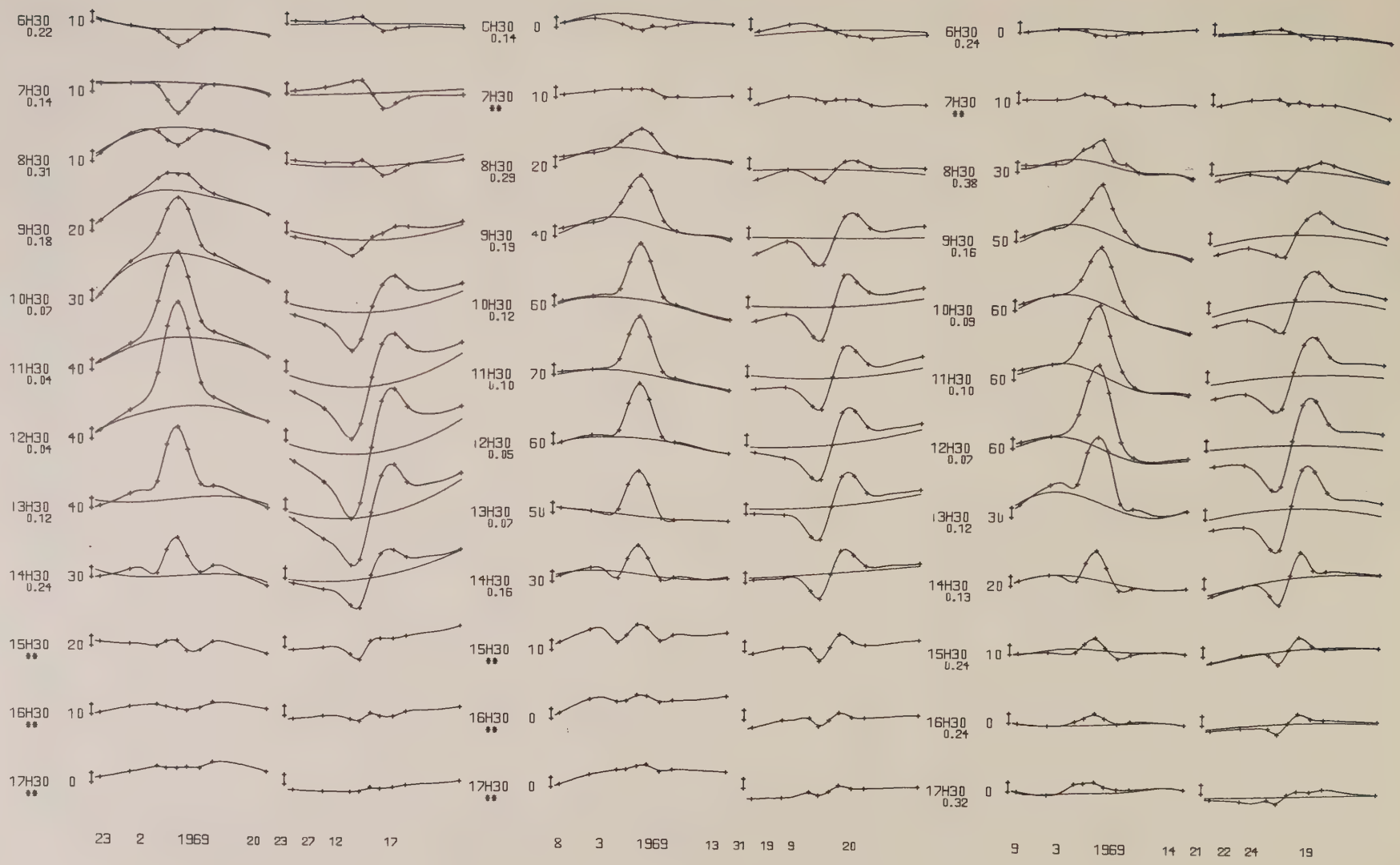

6H30 0 0.18
7H30 0 0.21
8H30 0 0.18
9H30 0 0.08
10H30 0 0.04
11H30 20 0.06
12H30 20 0.10
13H30 10 0.25
14H30 10 **
15H30 0 **
16H30 0 **
17H30 0 **
10 1 1969 6 7 14 5 6
6H30 0 0.21
7H30 0 0.22
8H30 -20 **
9H30 -20 0.11
10H30 -10 0.06
11H30 0 0.05
12H30 10 0.07
13H30 10 0.08
14H30 0 0.13
15H30 0 0.17
16H30 0 0.24
17H30 0 **
11 1 1969 9 10 16 10 9
6H30 0 **
7H30 0 0.23
8H30 0 0.16
9H30 0 0.10
10H30 0 0.10
11H30 10 0.17
12H30 10 0.30
13H30 0 0.40
14H30 0 0.34
15H30 -10 0.30
16H30 -10 **
17H30 -20 **
12 1 1969 15 19 26 14 13

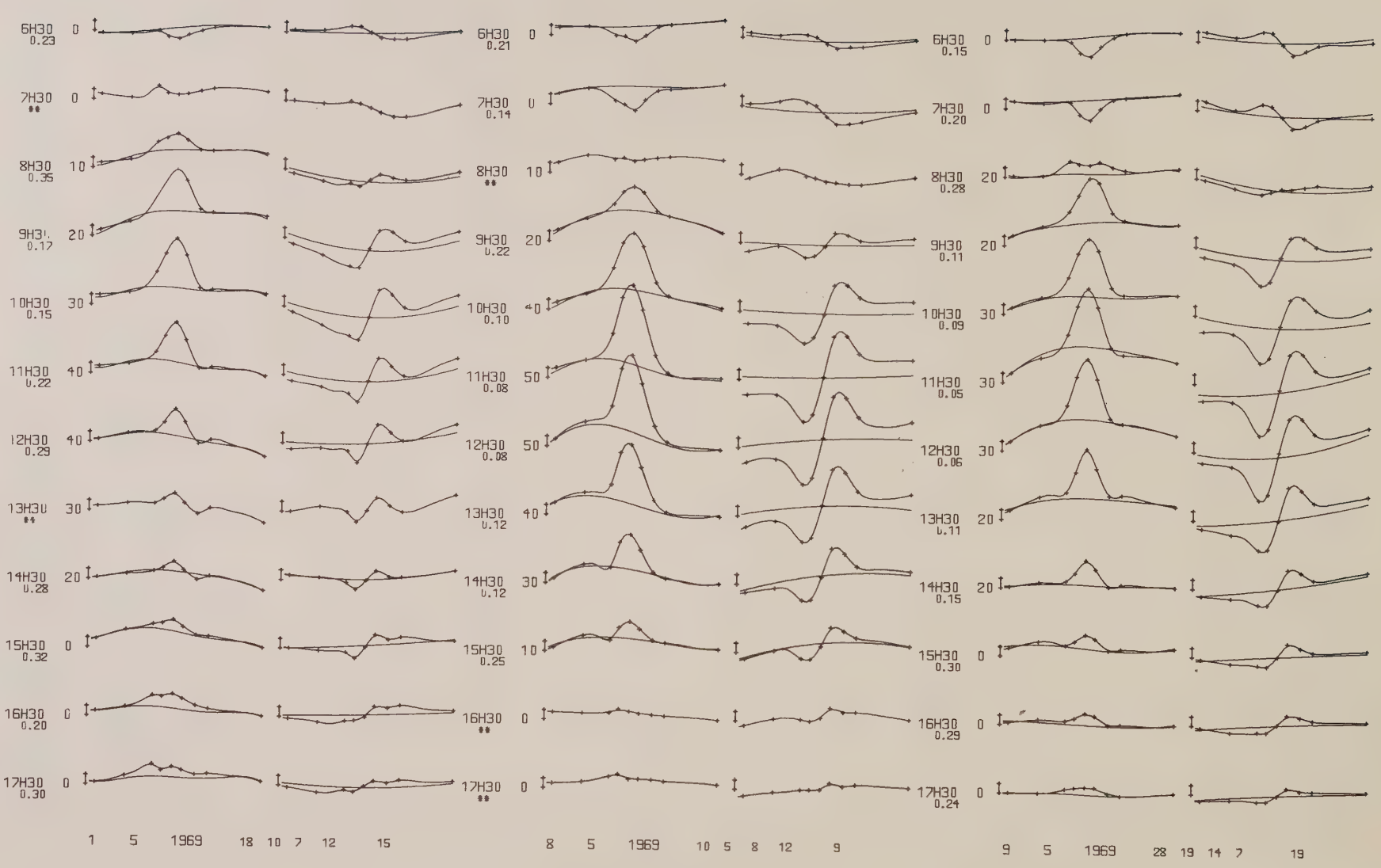

6H30 0
0.32
7H30 0
**
8H30 10
0.33
9H30 10
0.09
10H30 0
0.05
11H30 10
0.08
12H30 20
0.09
13H30 0
0.21
14H30 0
0.22
15H30 0
0.21
16H30 0
0.17
17H30 0
0.23
16 1 1969 13 27 42 19 20
6H30 10
0.12
7H30 10
0.21
8H30 10
0.15
9H30 10
0.10
10H30 10
0.08
11H30 10
0.10
12H30 0
0.09
13H30 0
0.13
14H30 0
0.08
15H30 0
0.13
16H30 -10
0.19
17H30 -10
**
27 1 1969 20 29 42 24 21
6H30 0
0.35
7H30 0
**
8H30 10
0.13
9H30 20
0.07
10H30 20
0.06
11H30 20
0.09
12H30 20
0.09
13H30 10
0.13
14H30 0
0.17
15H30 0
0.17
16H30 0
0.21
17H30 0
**
28 1 1969 6 5 5 4 7

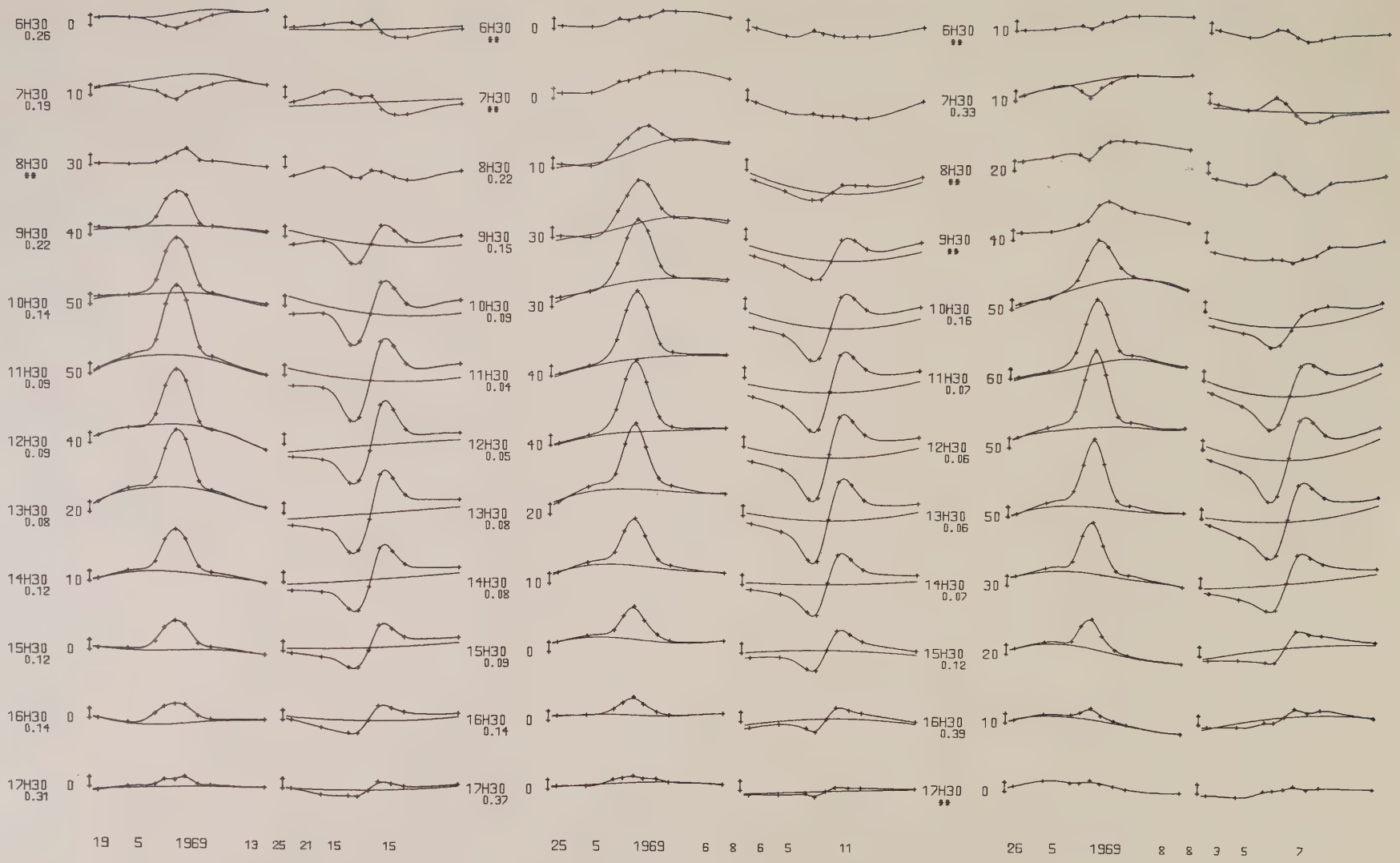

6H30 0 0.21
7H30 0 **
8H30 10 0.16
9H30 10 0.06
10H30 20 0.04
11H30 40 0.06
12H30 30 0.11
13H30 10 **
14H30 0 0.37
15H30 0 0.20
16H30 0 **
17H30 0 **
29 1 1969 3 9 4 5 6
6H30 0 0.16
7H30 0 0.25
8H30 10 0.14
9H30 0 0.06
10H30 0 0.05
11H30 10 0.09
12H30 10 0.36
13H30 10 **
14H30 0 **
15H30 0 **
16H30 0 0.38
17H30 0 **
30 1 1969 11 25 9 11 10
6H30 0 0.27
7H30 0 **
8H30 0 0.09
9H30 0 0.05
10H30 0 0.05
11H30 0 0.09
12H30 10 0.16
13H30 0 **
14H30 0 0.14
15H30 -10 0.10
16H30 -30 **
17H30 -20 **
31 1 1969 8 18 15 24 11

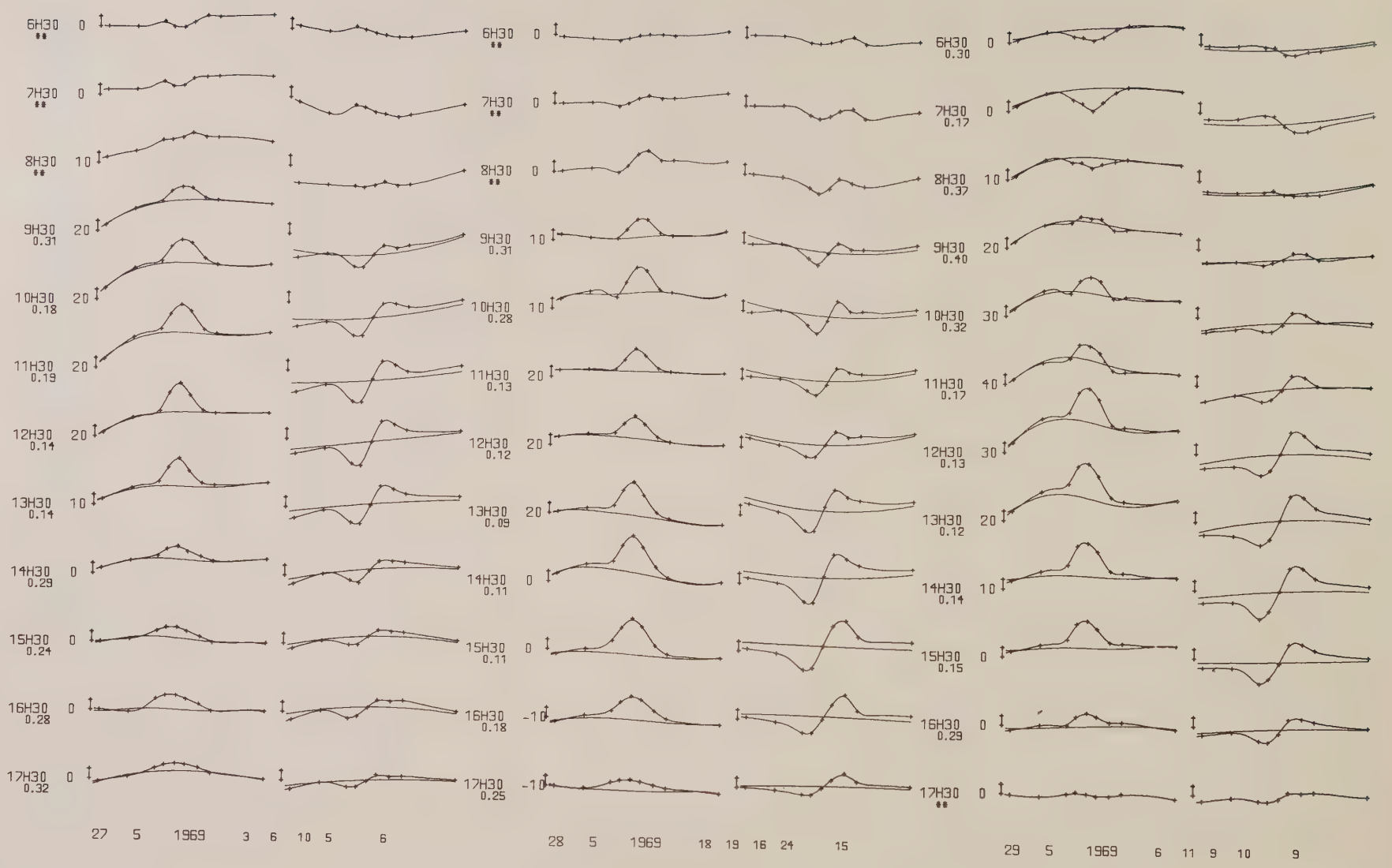

6H30 0.24
7H30 **
8H30 0.21
9H30 0.10
10H30 0.13
11H30 0.23
12H30 **
13H30 0.39
14H30 0.39
15H30 **
16H30 **
17H30 **
1 2 1969 7 6 3 11 7
6H30 **
7H30 0.34
8H30 0.17
9H30 0.13
10H30 0.08
11H30 0.05
12H30 0.05
13H30 0.05
14H30 0.07
15H30 0.09
16H30 0.19
17H30 0.30
14 2 1969 8 10 13 12 15
6H30 0.22
7H30 **
8H30 0.35
9H30 0.16
10H30 0.11
11H30 0.10
12H30 0.07
13H30 0.12
14H30 0.19
15H30 0.22
16H30 **
17H30 0.37
16 2 1969 28 13 21 14 17

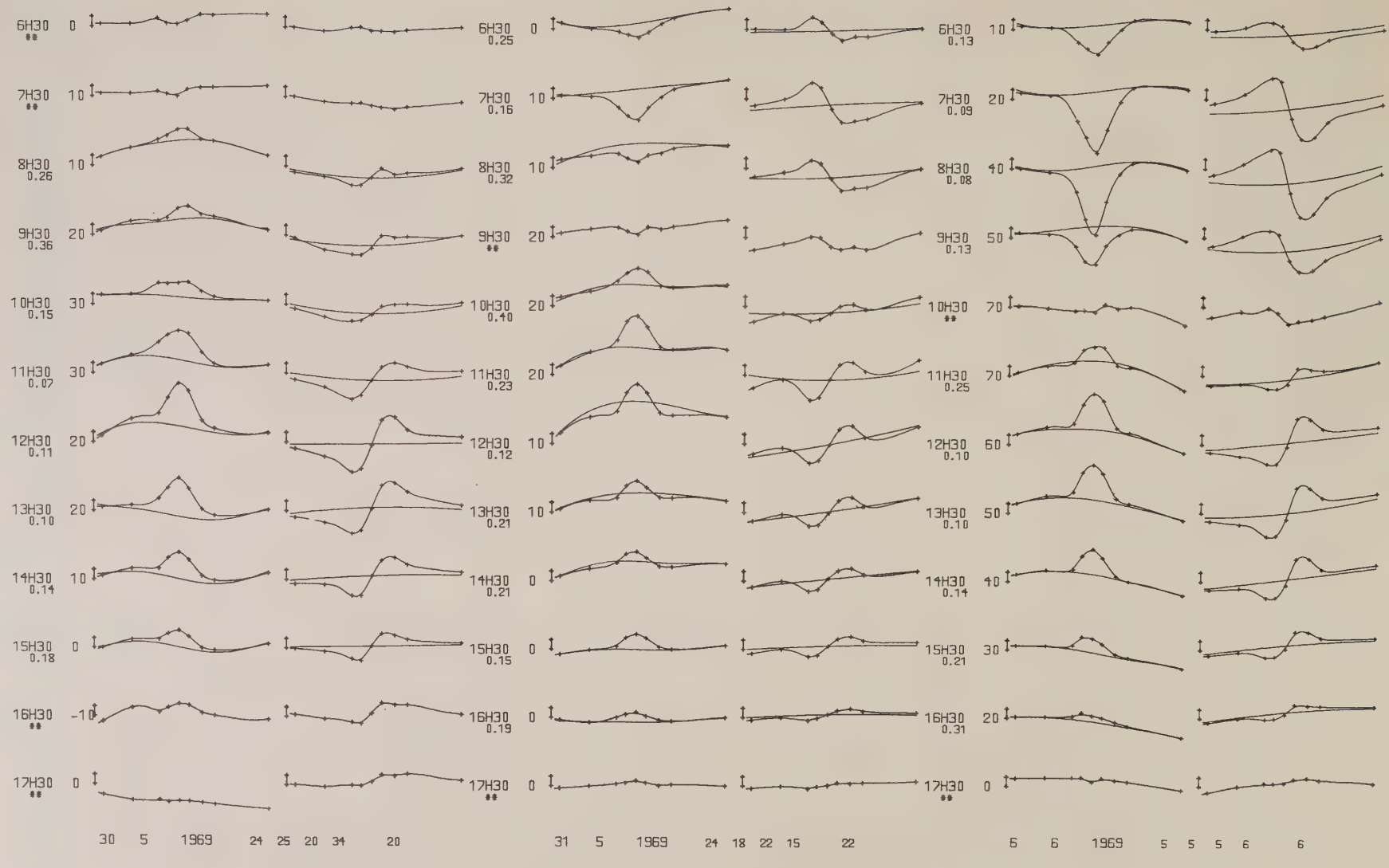

6H30 0.38
7H30 **
8H30 0.10
9H30 0.09
10H30 0.06
11H30 0.05
12H30 0.06
13H30 0.13
14H30 **
15H30 0.29
16H30 **
17H30 0.39
18 2 1969 1 1 1 2 2
6H30 0.29
7H30 0.34
8H30 0.27
9H30 0.12
10H30 0.08
11H30 0.07
12H30 0.12
13H30 0.18
14H30 0.36
15H30 **
16H30 **
17H30 **
21 2 1969 30 8 8 9 12
6H30 0.20
7H30 0.09
8H30 **
9H30 0.16
10H30 0.07
11H30 0.05
12H30 0.07
13H30 0.12
14H30 0.25
15H30 **
16H30 **
17H30 **
22 2 1969 6 6 11 16 8

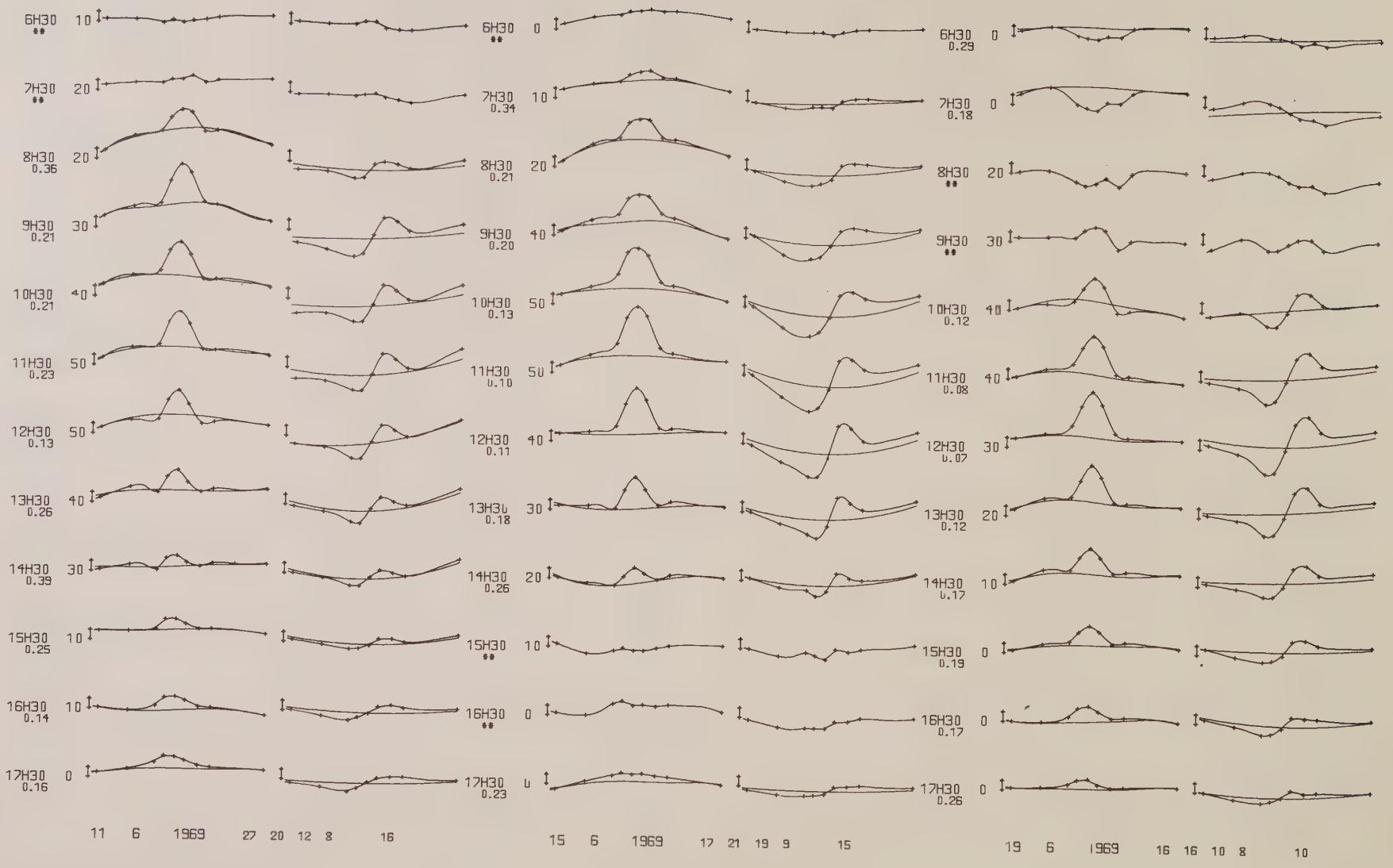

6H30 0.22
7H30 0.14
8H30 0.31
9H30 0.18
10H30 0.07
11H30 0.04
12H30 0.04
13H30 0.12
14H30 0.24
15H30 **
16H30 **
17H30 **
23 2 1969 20 23 27 12 17
6H30 0.14
7H30 **
8H30 0.29
9H30 0.19
10H30 0.12
11H30 0.10
12H30 0.05
13H30 0.07
14H30 0.16
15H30 **
16H30 **
17H30 **
8 3 1969 13 31 19 9 20
6H30 0.24
7H30 **
8H30 0.38
9H30 0.16
10H30 0.09
11H30 0.10
12H30 0.07
13H30 0.12
14H30 0.13
15H30 0.24
16H30 0.24
17H30 0.32
9 3 1969 14 21 22 24 19

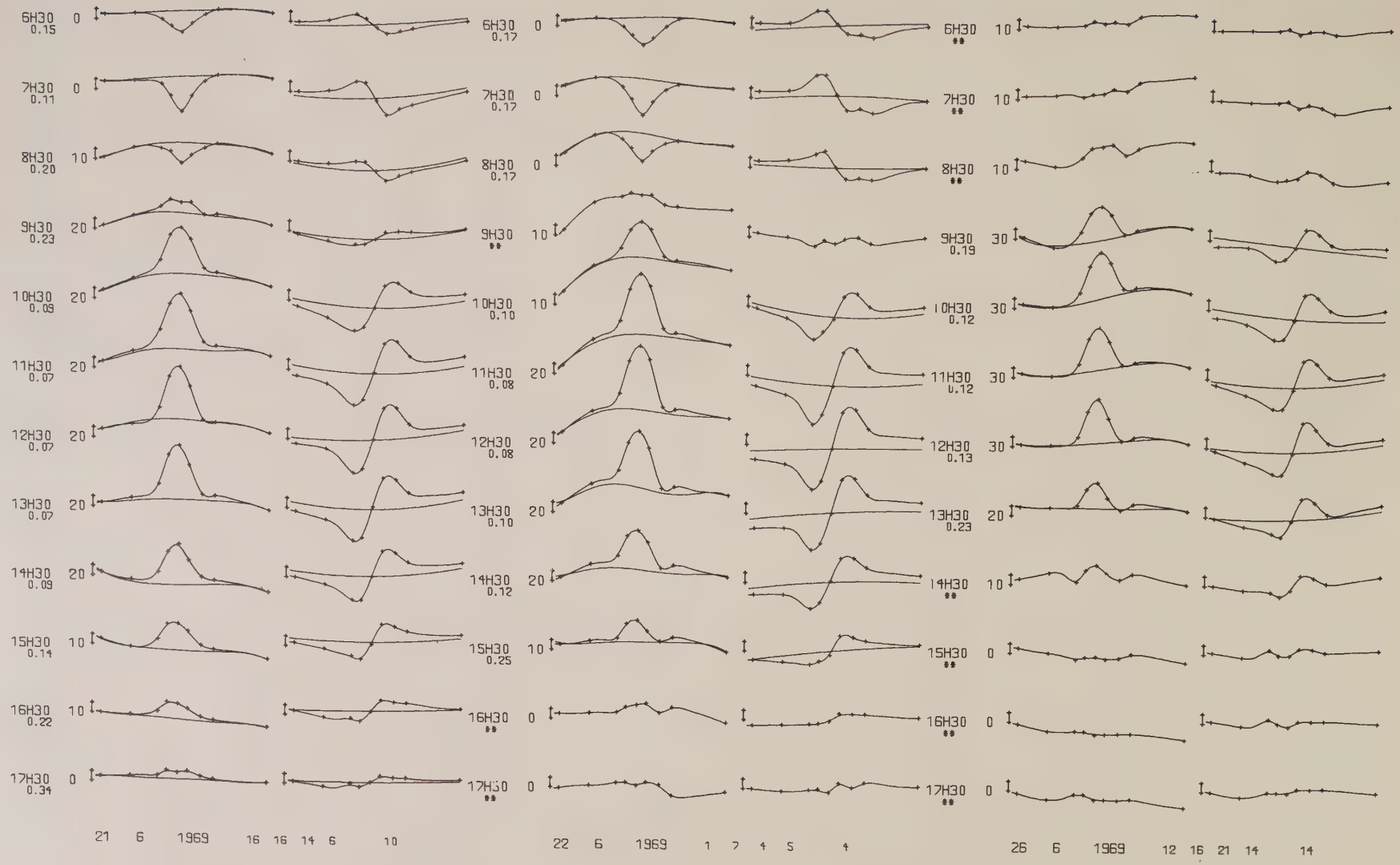

6H30 0.23
7H30 **
8H30 0.35
9H30 0.17
10H30 0.15
11H30 0.22
12H30 0.29
13H30 **
14H30 0.28
15H30 0.32
16H30 0.20
17H30 0.30
1 5 1969 18 10 7 12 15
6H30 0.21
7H30 0.14
8H30 **
9H30 0.22
10H30 0.10
11H30 0.08
12H30 0.08
13H30 0.12
14H30 0.12
15H30 0.25
16H30 **
17H30 **
8 5 1969 10 5 8 12 9
6H30 0.15
7H30 0.20
8H30 0.28
9H30 0.11
10H30 0.09
11H30 0.05
12H30 0.06
13H30 0.11
14H30 0.15
15H30 0.30
16H30 0.29
17H30 0.24
9 5 1969 28 19 14 7 19

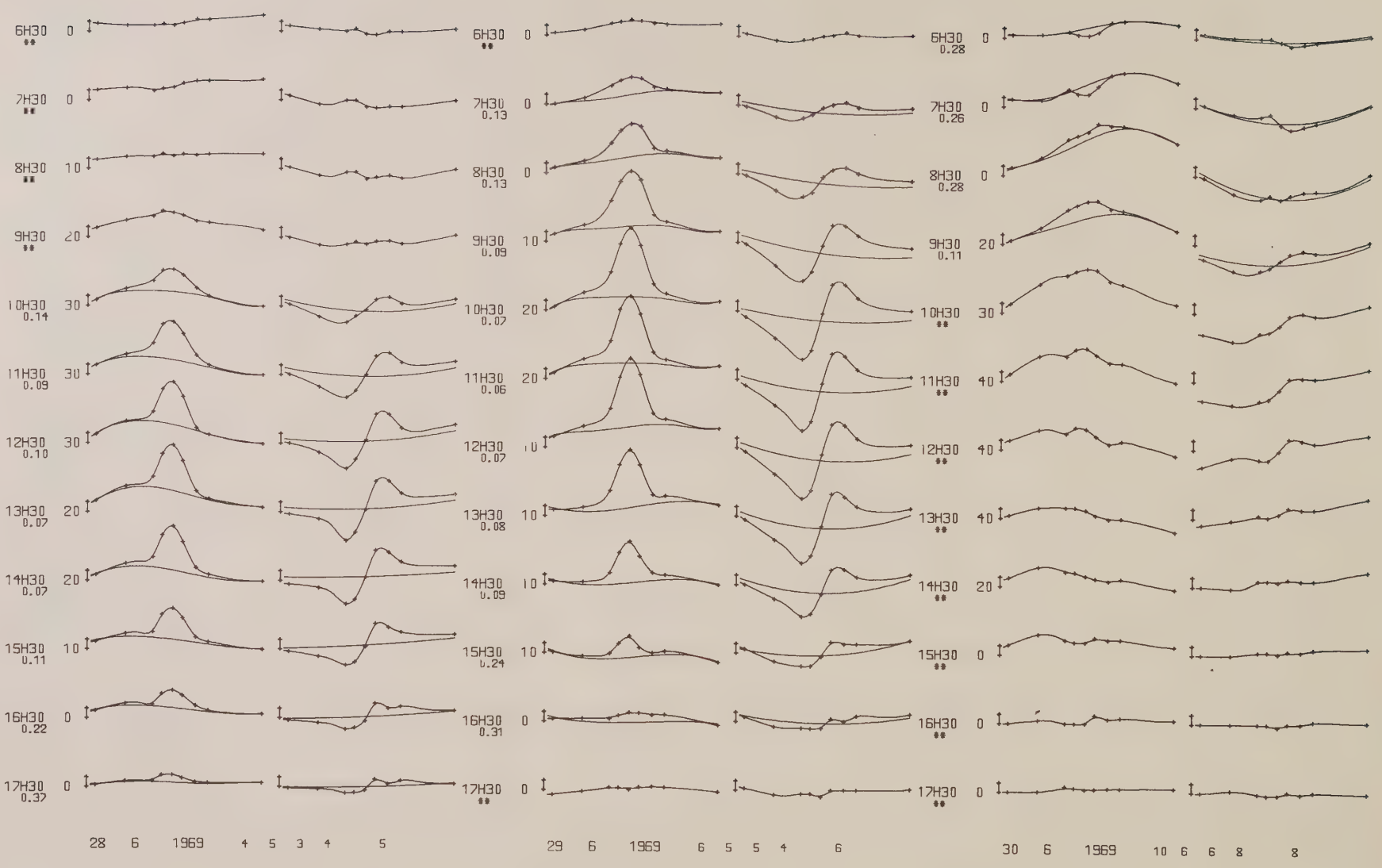

6H30 0
0.26
7H30 10
0.19
8H30 30
**
9H30 40
0.22
10H30 50
0.14
11H30 50
0.09
12H30 40
0.09
13H30 20
0.08
14H30 10
0.12
15H30 0
0.12
16H30 0
0.14
17H30 0
0.31
19 5 1969 13 25 21 15 15
6H30 0
**
7H30 0
**
8H30 10
0.22
9H30 30
0.15
10H30 30
0.09
11H30 40
0.04
12H30 40
0.05
13H30 20
0.08
14H30 10
0.08
15H30 0
0.09
16H30 0
0.14
17H30 0
0.37
25 5 1969 6 8 6 5 11
6H30 10
**
7H30 10
0.33
8H30 20
**
9H30 40
**
10H30 50
0.16
11H30 60
0.07
12H30 50
0.06
13H30 50
0.06
14H30 30
0.07
15H30 20
0.12
16H30 10
0.39
17H30 0
**
26 5 1969 8 8 3 5 7

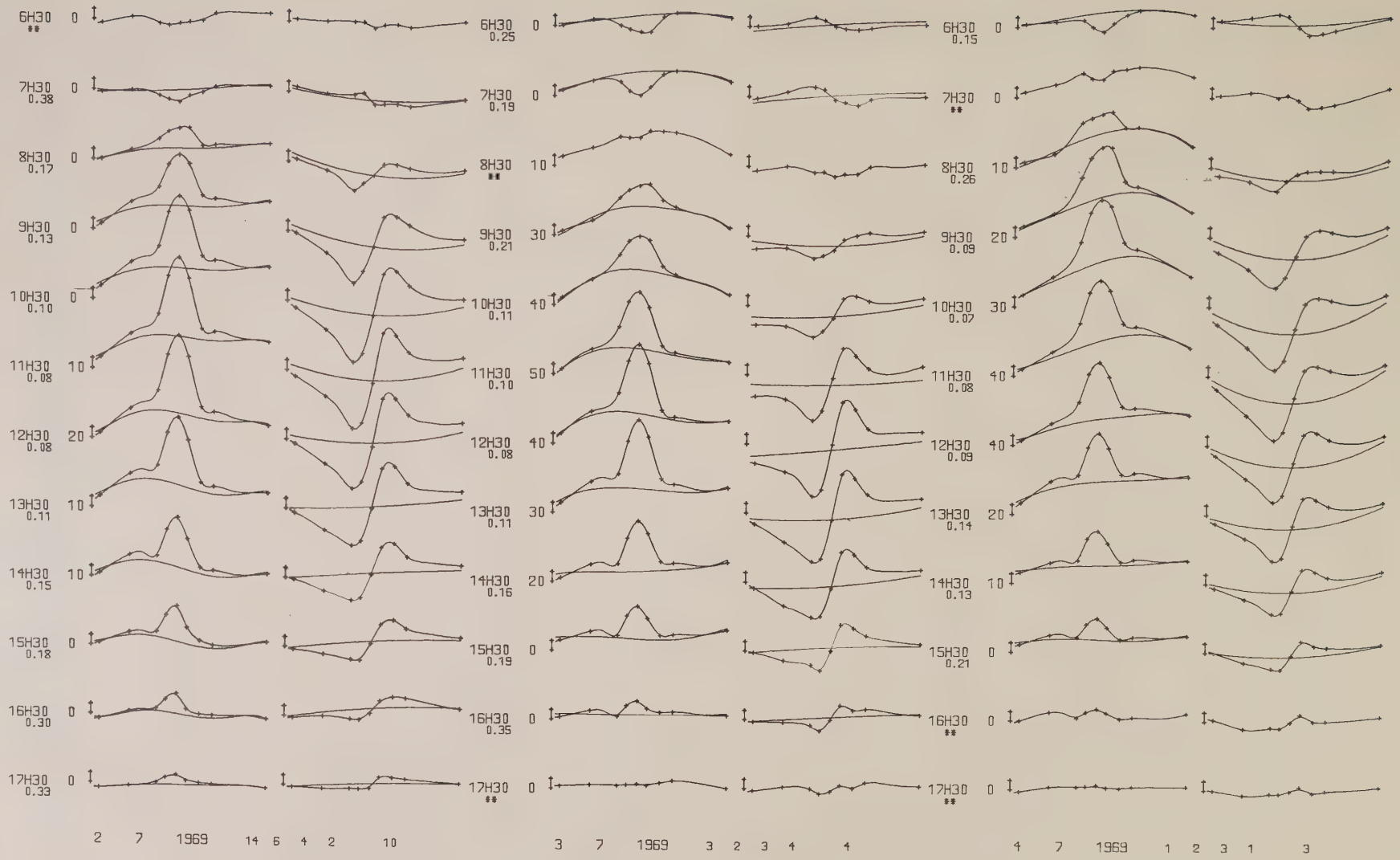

6H30 0
**
7H30 0
**
8H30 10
**
9H30 20
0.31
10H30 20
0.18
11H30 20
0.19
12H30 20
0.14
13H30 10
0.14
14H30 0
0.29
15H30 0
0.24
16H30 0
0.28
17H30 0
0.32
27 5 1969 3 6 10 5 6
6H30 0
**
7H30 0
**
8H30 0
**
9H30 10
0.31
10H30 10
0.28
11H30 20
0.13
12H30 20
0.12
13H30 20
0.09
14H30 0
0.11
15H30 0
0.11
16H30 -10
0.18
17H30 -10
0.25
28 5 1969 18 19 16 24 15
6H30 0
0.30
7H30 0
0.17
8H30 10
0.37
9H30 20
0.40
10H30 30
0.32
11H30 40
0.17
12H30 30
0.13
13H30 20
0.12
14H30 10
0.14
15H30 0
0.15
16H30 0
0.29
17H30 0
**
29 5 1969 6 11 9 10 9

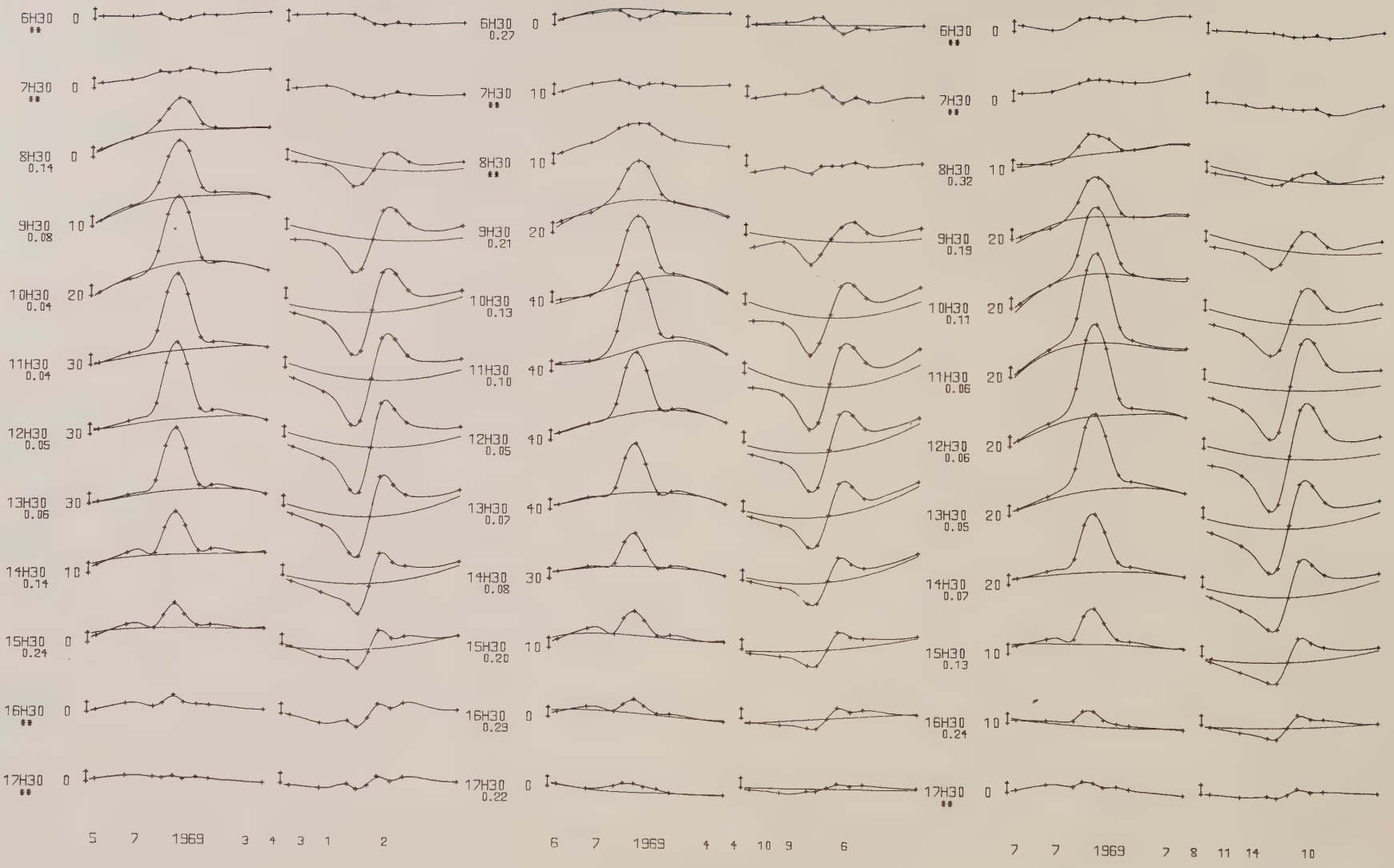

6H30 0 **
7H30 10 **
8H30 10 0.26
9H30 20 0.36
10H30 30 0.15
11H30 30 0.07
12H30 20 0.11
13H30 20 0.10
14H30 10 0.14
15H30 0 0.18
16H30 -10 **
17H30 0 **
30 5 1969 24 25 20 34 20
6H30 0 0.25
7H30 10 0.16
8H30 10 0.32
9H30 20 **
10H30 20 0.40
11H30 20 0.23
12H30 10 0.12
13H30 10 0.21
14H30 0 0.21
15H30 0 0.15
16H30 0 0.19
17H30 0 **
31 5 1969 24 18 22 15 22
6H30 0.13
7H30 0.09
8H30 0.08
9H30 0.13
10H30 **
11H30 0.25
12H30 0.10
13H30 0.10
14H30 0.14
15H30 0.21
16H30 0.31
17H30 **
6 6 1969 5 5 5 6 6

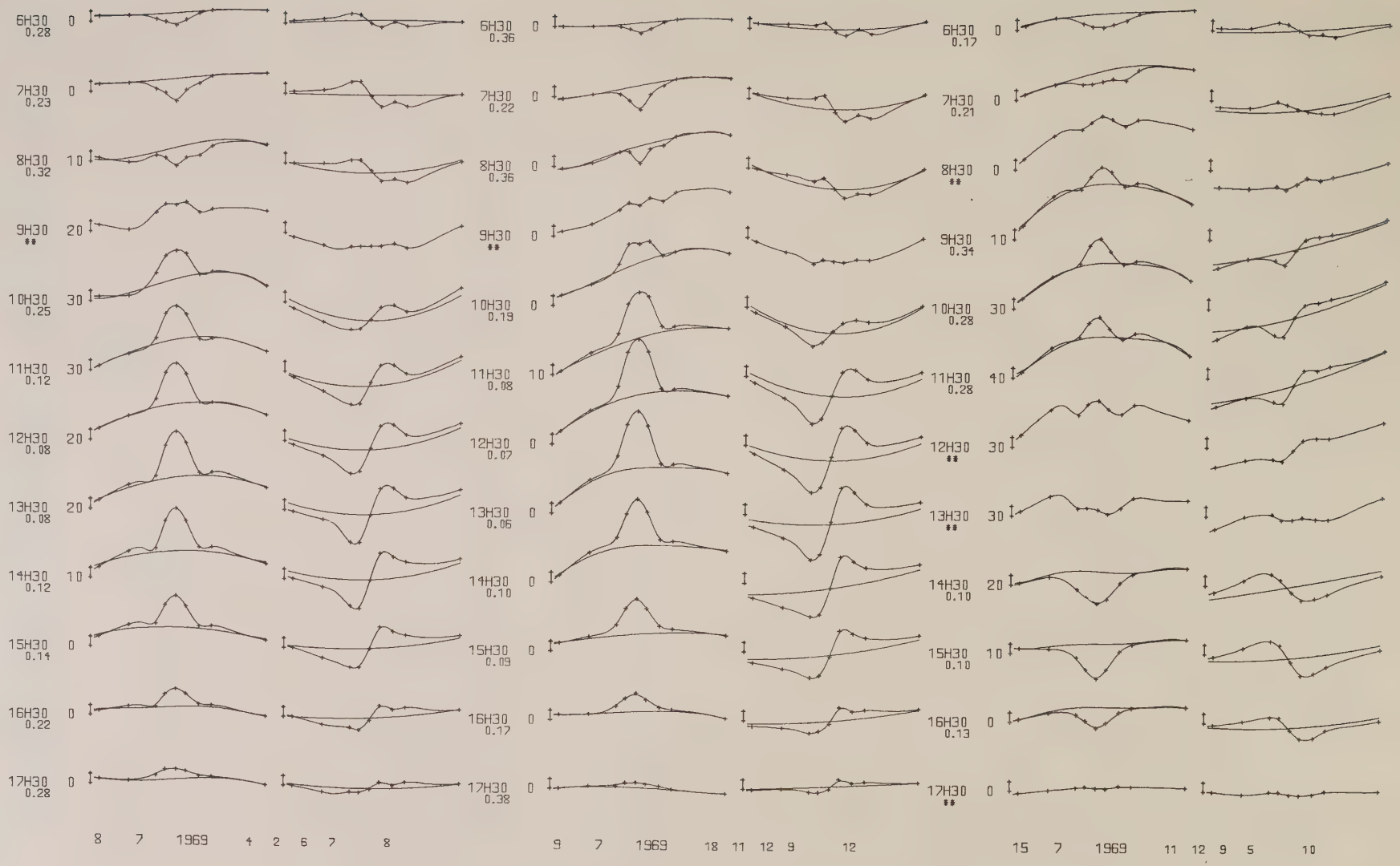

6H30 **
7H30 **
8H30 0.36
9H30 0.21
10H30 0.21
11H30 0.23
12H30 0.13
13H30 0.26
14H30 0.39
15H30 0.25
16H30 0.14
17H30 0.16
11 6 1969 27 20 12 8 16
6H30 **
7H30 0.34
8H30 0.27
9H30 0.20
10H30 0.13
11H30 0.10
12H30 0.11
13H30 0.18
14H30 0.26
15H30 **
16H30 **
17H30 0.23
15 6 1969 17 21 19 9 15
6H30 0.29
7H30 0.18
8H30 **
9H30 **
10H30 0.12
11H30 0.08
12H30 0.07
13H30 0.12
14H30 0.17
15H30 0.19
16H30 0.17
17H30 0.26
19 6 1969 16 16 10 8 10

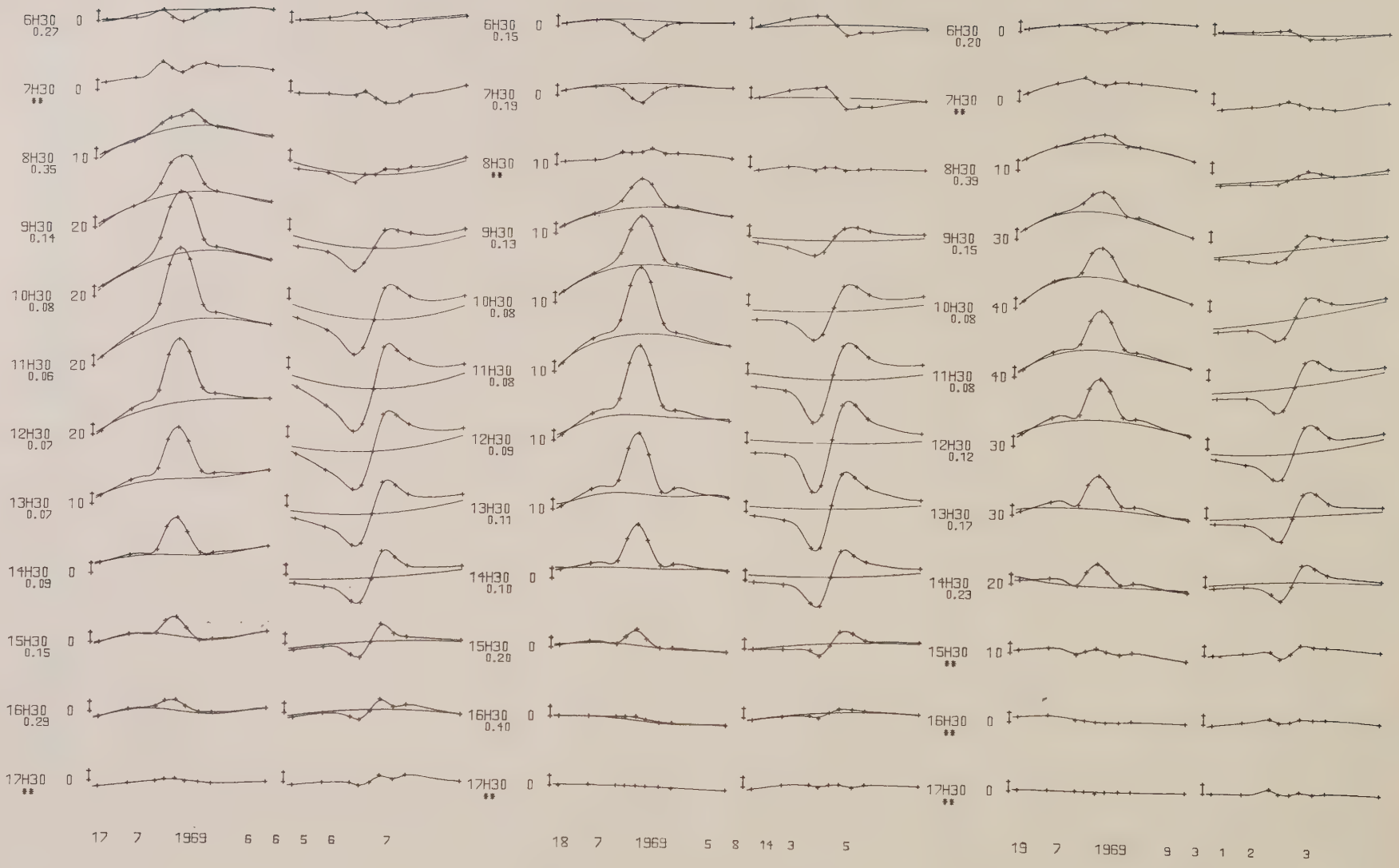

6H30 0.15
7H30 0.11
8H30 0.20
9H30 0.23
10H30 0.09
11H30 0.07
12H30 0.07
13H30 0.07
14H30 0.09
15H30 0.14
16H30 0.22
17H30 0.34
21 6 1969 16 16 14 6 10
6H30 0.17
7H30 0.17
8H30 0.17
9H30 **
10H30 0.10
11H30 0.08
12H30 0.08
13H30 0.10
14H30 0.12
15H30 0.25
16H30 **
17H30 **
22 6 1969 1 7 4 5 4
6H30 **
7H30 **
8H30 **
9H30 0.19
10H30 0.12
11H30 0.12
12H30 0.13
13H30 0.23
14H30 **
15H30 **
16H30 **
17H30 **
26 6 1969 12 16 21 14 14

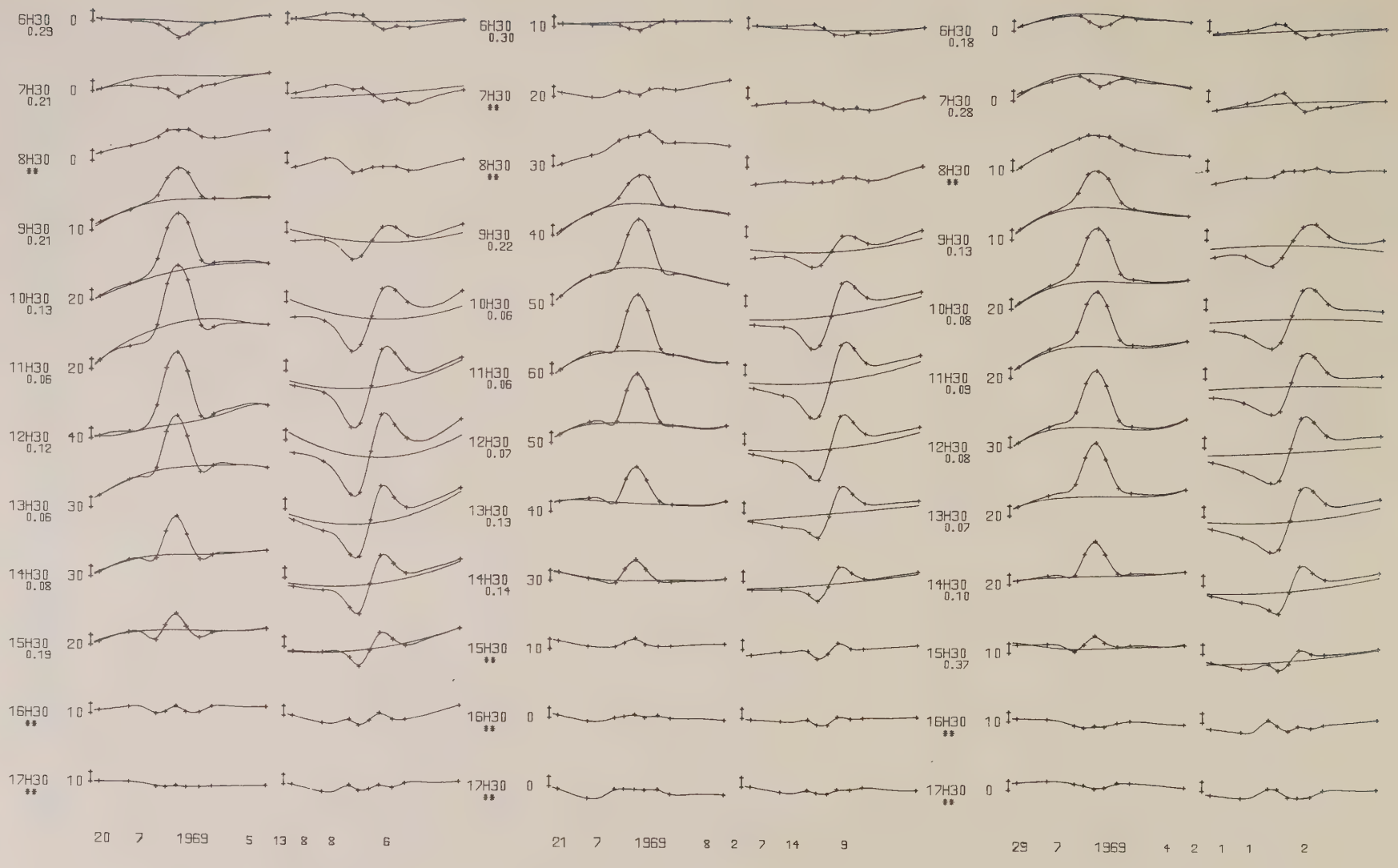

6H30 0
**
7H30 0
**
8H30 10
**
9H30 20
**
10H30 30
0.14
11H30 30
0.09
12H30 30
0.10
13H30 20
0.07
14H30 20
0.07
15H30 10
0.11
16H30 0
0.22
17H30 0
0.37
28 6 1969 4 5 3 4 5
6H30 0
**
7H30 0
0.13
8H30 0
0.13
9H30 10
0.09
10H30 20
0.07
11H30 20
0.06
12H30 10
0.07
13H30 10
0.08
14H30 10
0.09
15H30 10
0.24
16H30 0
0.31
17H30 0
**
29 6 1969 6 5 5 4 6
6H30 0
0.28
7H30 0
0.26
8H30 0
0.28
9H30 20
0.11
10H30 30
**
11H30 40
**
12H30 40
**
13H30 40
**
14H30 20
**
15H30 0
**
16H30 0
**
17H30 0
**
30 6 1969 10 6 6 8 8

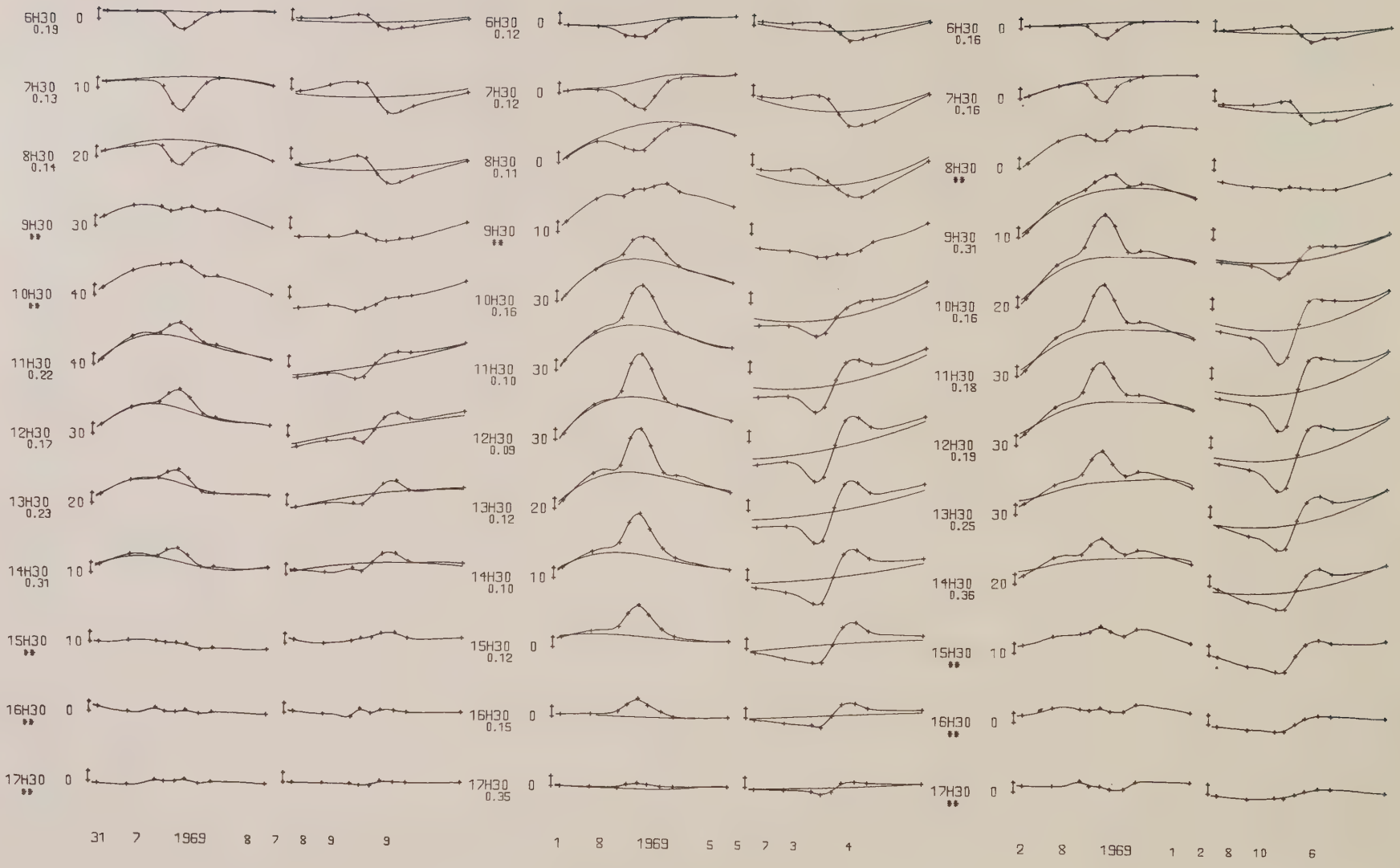

6H30 0 **
7H30 0 0.38
8H30 0 0.17
9H30 0 0.13
10H30 0 0.10
11H30 10 0.08
12H30 20 0.08
13H30 10 0.11
14H30 10 0.15
15H30 0 0.18
16H30 0 0.30
17H30 0 0.33
2 7 1969 14 6 4 2 10
6H30 0 0.25
7H30 0 0.19
8H30 10 **
9H30 30 0.21
10H30 40 0.11
11H30 50 0.10
12H30 40 0.08
13H30 30 0.11
14H30 20 0.16
15H30 0 0.19
16H30 0 0.35
17H30 0 **
3 7 1969 3 2 3 4 4
6H30 0 0.15
7H30 0 **
8H30 10 0.26
9H30 20 0.09
10H30 30 0.07
11H30 40 0.08
12H30 40 0.09
13H30 20 0.14
14H30 10 0.13
15H30 0 0.21
16H30 0 **
17H30 0 **
4 7 1969 1 2 3 1 3

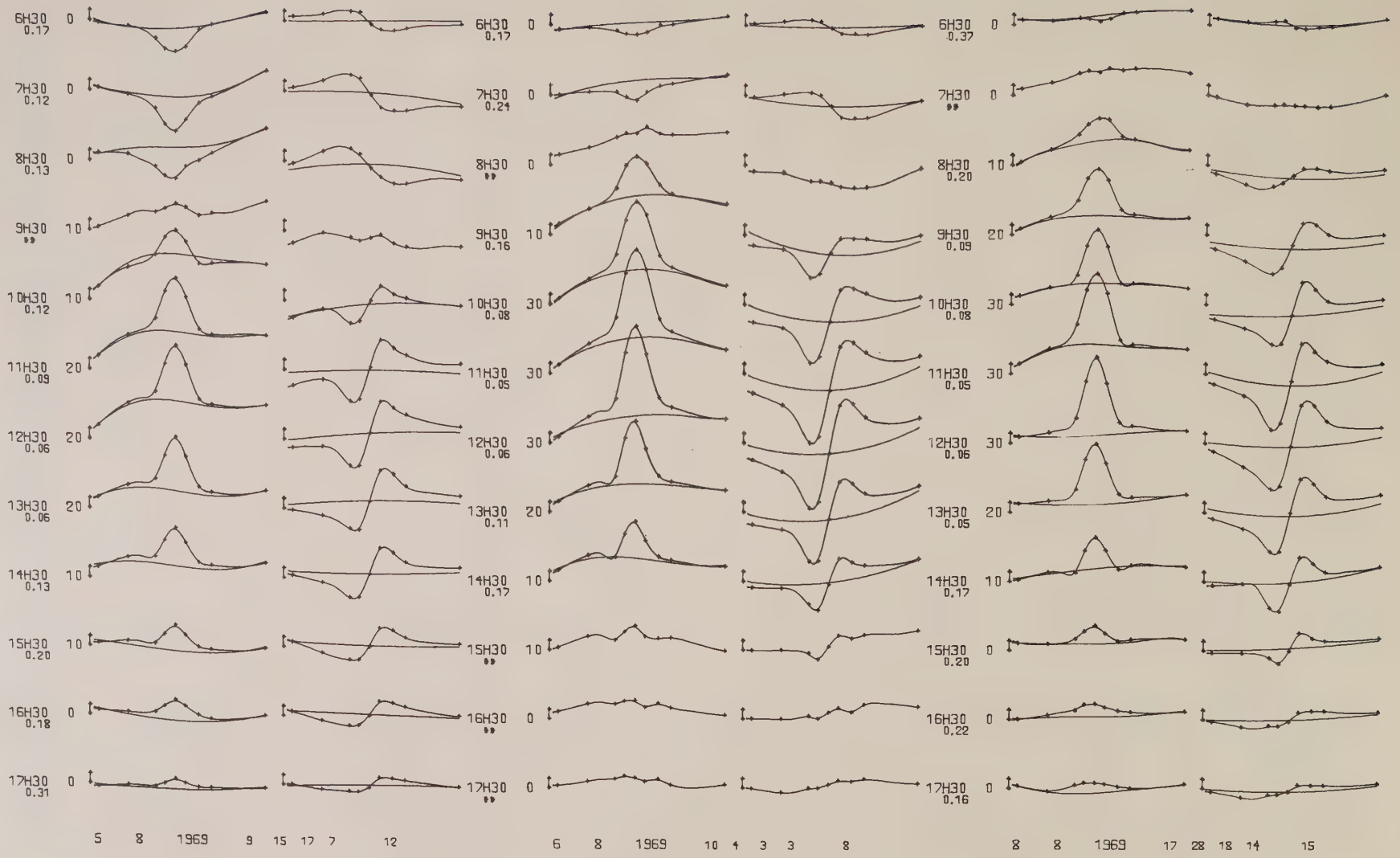

6H30 0
**
7H30 0
**
8H30 0
0.14
9H30 10
0.08
10H30 20
0.04
11H30 30
0.04
12H30 30
0.05
13H30 30
0.06
14H30 10
0.14
15H30 0
0.24
16H30 0
**
17H30 0
**
5 7 1969 3 4 3 1 2
6H30 0
0.27
7H30 10
**
8H30 10
**
9H30 20
0.21
10H30 40
0.13
11H30 40
0.10
12H30 40
0.05
13H30 40
0.07
14H30 30
0.08
15H30 10
0.20
16H30 0
0.29
17H30 0
0.22
6 7 1969 4 4 10 9 6
6H30 0
**
7H30 0
**
8H30 10
0.32
9H30 20
0.19
10H30 20
0.11
11H30 20
0.06
12H30 20
0.06
13H30 20
0.05
14H30 20
0.07
15H30 10
0.13
16H30 10
0.24
17H30 0
**
7 7 1969 7 8 11 14 10

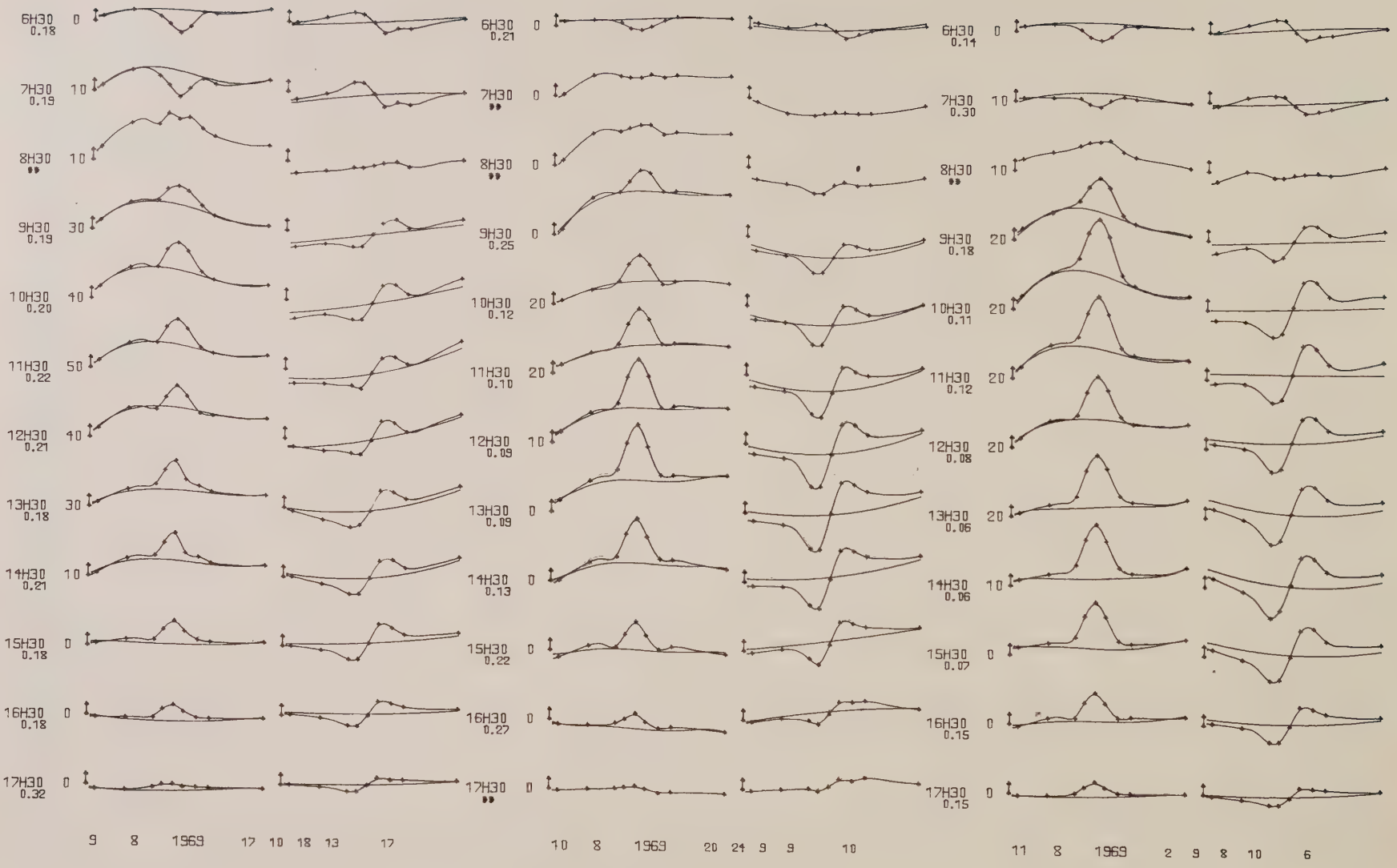

6H30 0.28
7H30 0.23
8H30 0.32
9H30 **
10H30 0.25
11H30 0.12
12H30 0.08
13H30 0.08
14H30 0.12
15H30 0.14
16H30 0.22
17H30 0.28
6H30 0.36
7H30 0.22
8H30 0.36
9H30 **
10H30 0.19
11H30 0.08
12H30 0.07
13H30 0.06
14H30 0.10
15H30 0.09
16H30 0.17
17H30 0.38
6H30 0.17
7H30 0.21
8H30 **
9H30 0.34
10H30 0.28
11H30 0.28
12H30 **
13H30 **
14H30 0.10
15H30 0.10
16H30 0.13
17H30 **
8 7 1969 4 2 6 7 8
9 7 1969 18 11 12 9 12
15 7 1969 11 12 9 5 10

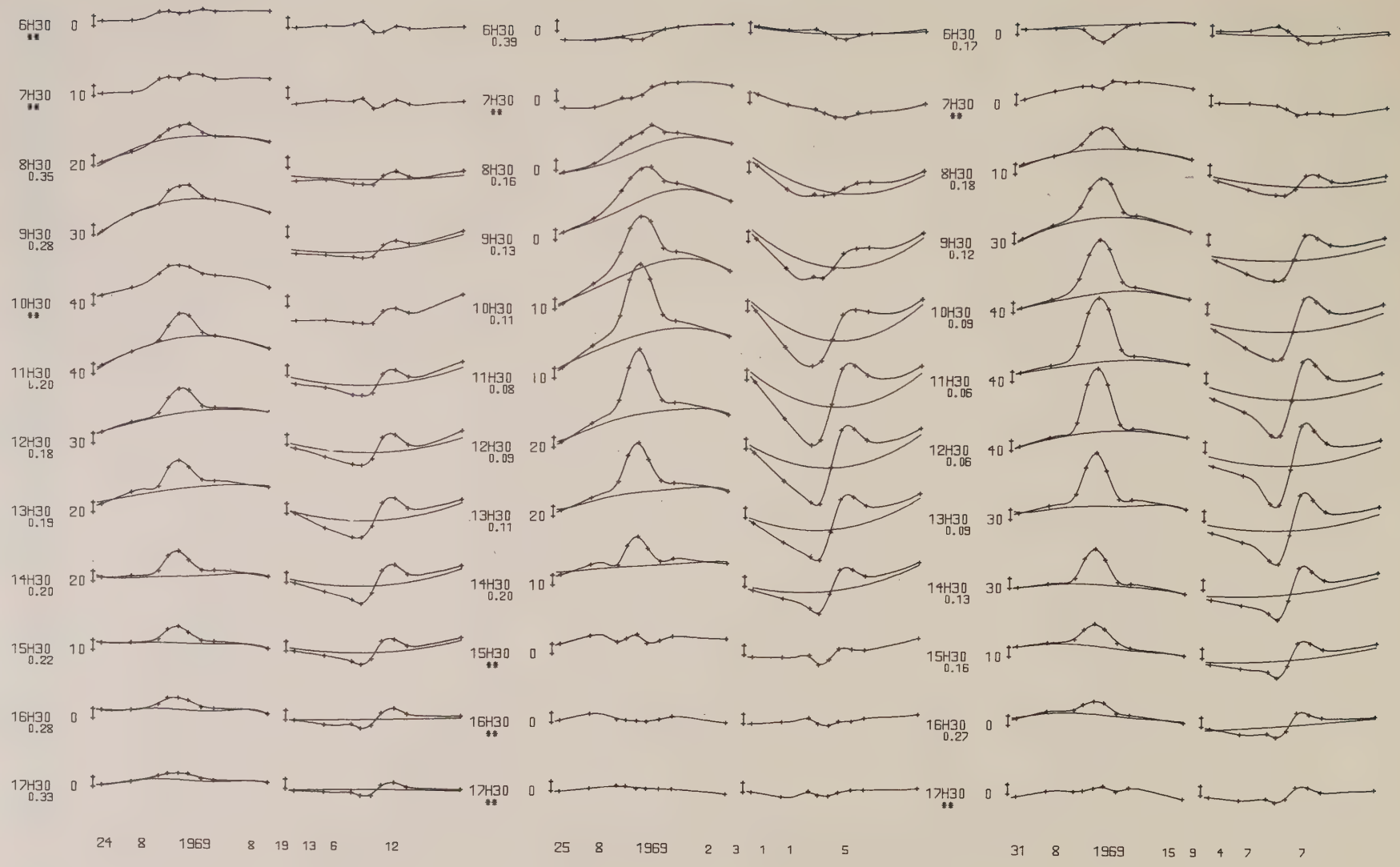

6H30 0
0.27
7H30 0
**
8H30 10
0.35
9H30 20
0.14
10H30 20
0.08
11H30 20
0.06
12H30 20
0.07
13H30 10
0.07
14H30 0
0.09
15H30 0
0.15
16H30 0
0.29
17H30 0
**
17 7 1969 6 6 5 6 7
6H30 0
0.15
7H30 0
0.19
8H30 10
**
9H30 10
0.13
10H30 10
0.08
11H30 10
0.08
12H30 10
0.09
13H30 10
0.11
14H30 0
0.10
15H30 0
0.20
16H30 0
0.40
17H30 0
**
18 7 1969 5 8 14 3 5
6H30 0
0.20
7H30 0
**
8H30 10
0.39
9H30 30
0.15
10H30 40
0.08
11H30 40
0.08
12H30 30
0.12
13H30 30
0.17
14H30 20
0.23
15H30 10
**
16H30 0
**
17H30 0
**
19 7 1969 9 3 1 2 3

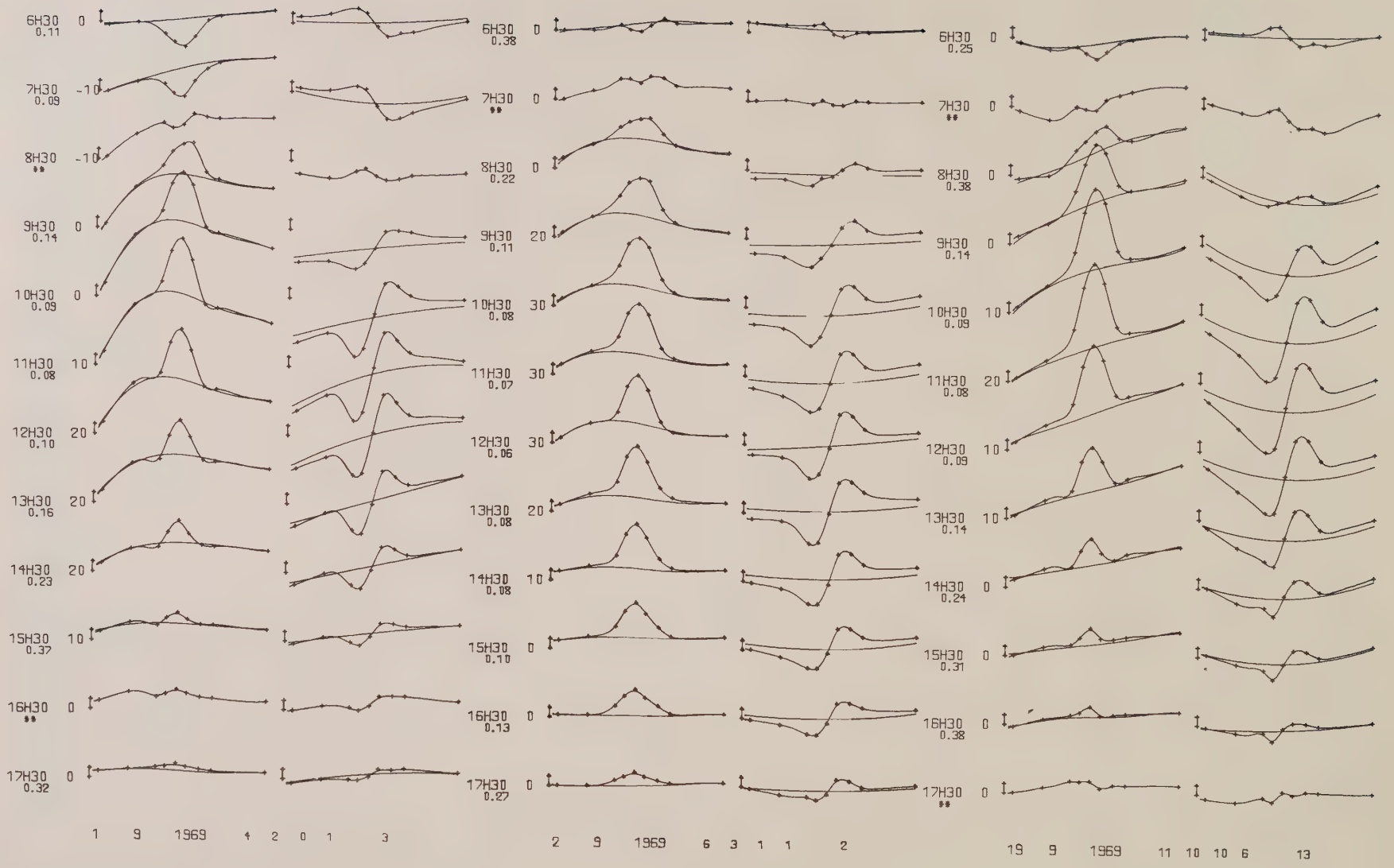

6H30 0
0.29
7H30 0
0.21
8H30 0
**
9H30 10
0.21
10H30 20
0.13
11H30 20
0.06
12H30 40
0.12
13H30 30
0.06
14H30 30
0.08
15H30 20
0.19
16H30 10
**
17H30 10
**
20 7 1969 5 13 8 8 6
6H30 10
0.30
7H30 20
**
8H30 30
**
9H30 40
0.22
10H30 50
0.06
11H30 60
0.06
12H30 50
0.07
13H30 40
0.13
14H30 30
0.14
15H30 10
**
16H30 0
**
17H30 0
**
21 7 1969 8 2 7 14 9
6H30 0
0.18
7H30 0
0.28
8H30 10
**
9H30 10
0.13
10H30 20
0.08
11H30 20
0.09
12H30 30
0.08
13H30 20
0.07
14H30 20
0.10
15H30 10
0.37
16H30 10
**
17H30 0
**
29 7 1969 4 2 1 1 2

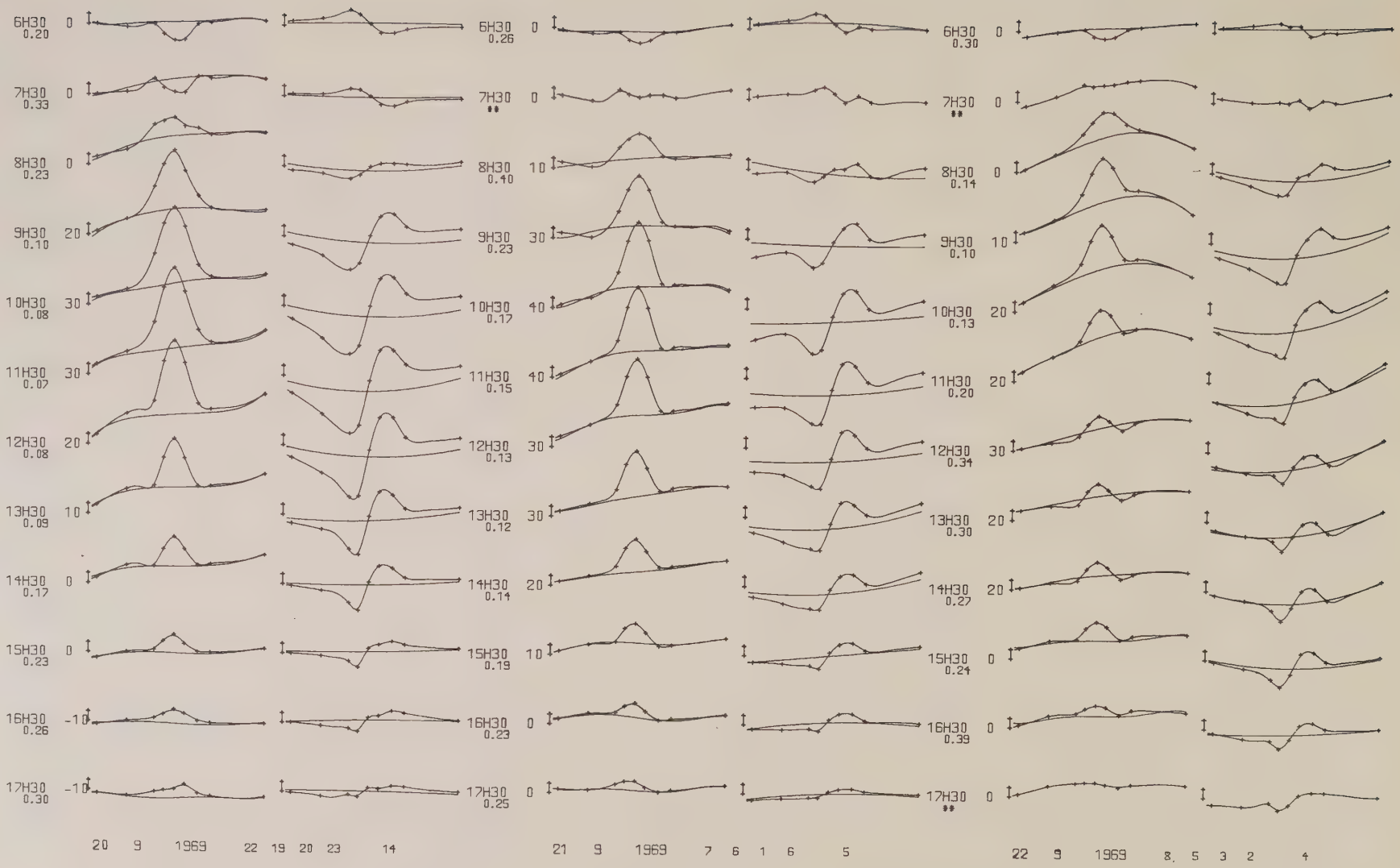

6H30 0.19
7H30 0.13
8H30 0.14
9H30 **
10H30 **
11H30 0.22
12H30 0.17
13H30 0.23
14H30 0.31
15H30 **
16H30 **
17H30 **
31 7 1969 8 7 8 9 9
6H30 0.12
7H30 0.12
8H30 0.11
9H30 **
10H30 0.16
11H30 0.10
12H30 0.09
13H30 0.12
14H30 0.10
15H30 0.12
16H30 0.15
17H30 0.35
1 8 1969 5 5 7 3 4
6H30 0.16
7H30 0.16
8H30 **
9H30 0.31
10H30 0.16
11H30 0.18
12H30 0.19
13H30 0.25
14H30 0.36
15H30 **
16H30 **
17H30 **
2 8 1969 1 2 8 10 6

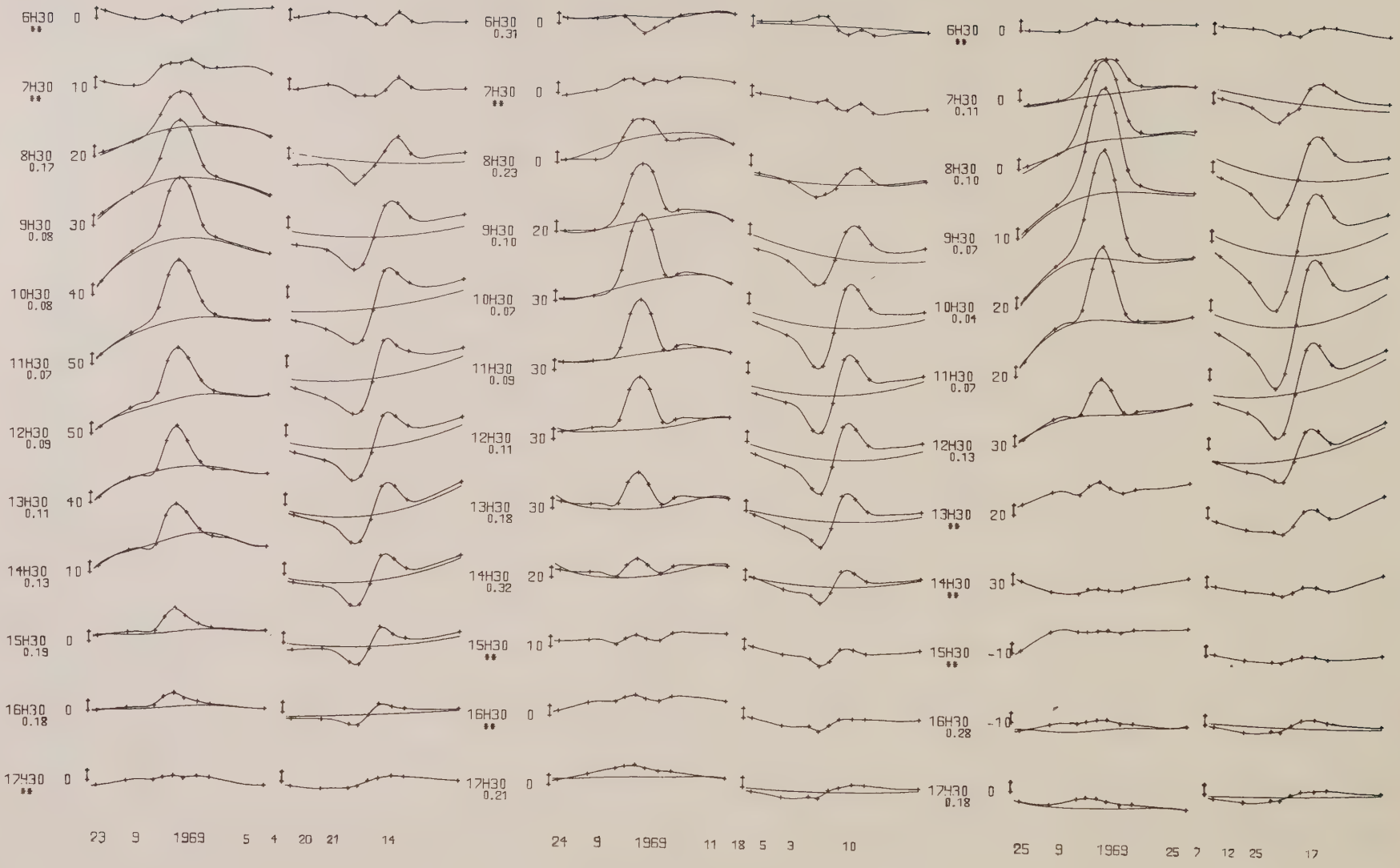

6H30 0.17
7H30 0.12
8H30 0.13
9H30
10H30 0.12
11H30 0.09
12H30 0.06
13H30 0.06
14H30 0.13
15H30 0.20
16H30 0.18
17H30 0.31
5 8 1969 9 15 17 7 12
6H30 0.17
7H30 0.24
8H30
9H30 0.16
10H30 0.08
11H30 0.05
12H30 0.06
13H30 0.11
14H30 0.17
15H30
16H30
17H30
6 8 1969 10 4 3 3 8
6H30 0.37
7H30
8H30 0.20
9H30 0.09
10H30 0.08
11H30 0.05
12H30 0.06
13H30 0.05
14H30 0.17
15H30 0.20
16H30 0.22
17H30 0.16
8 8 1969 17 28 18 14 15

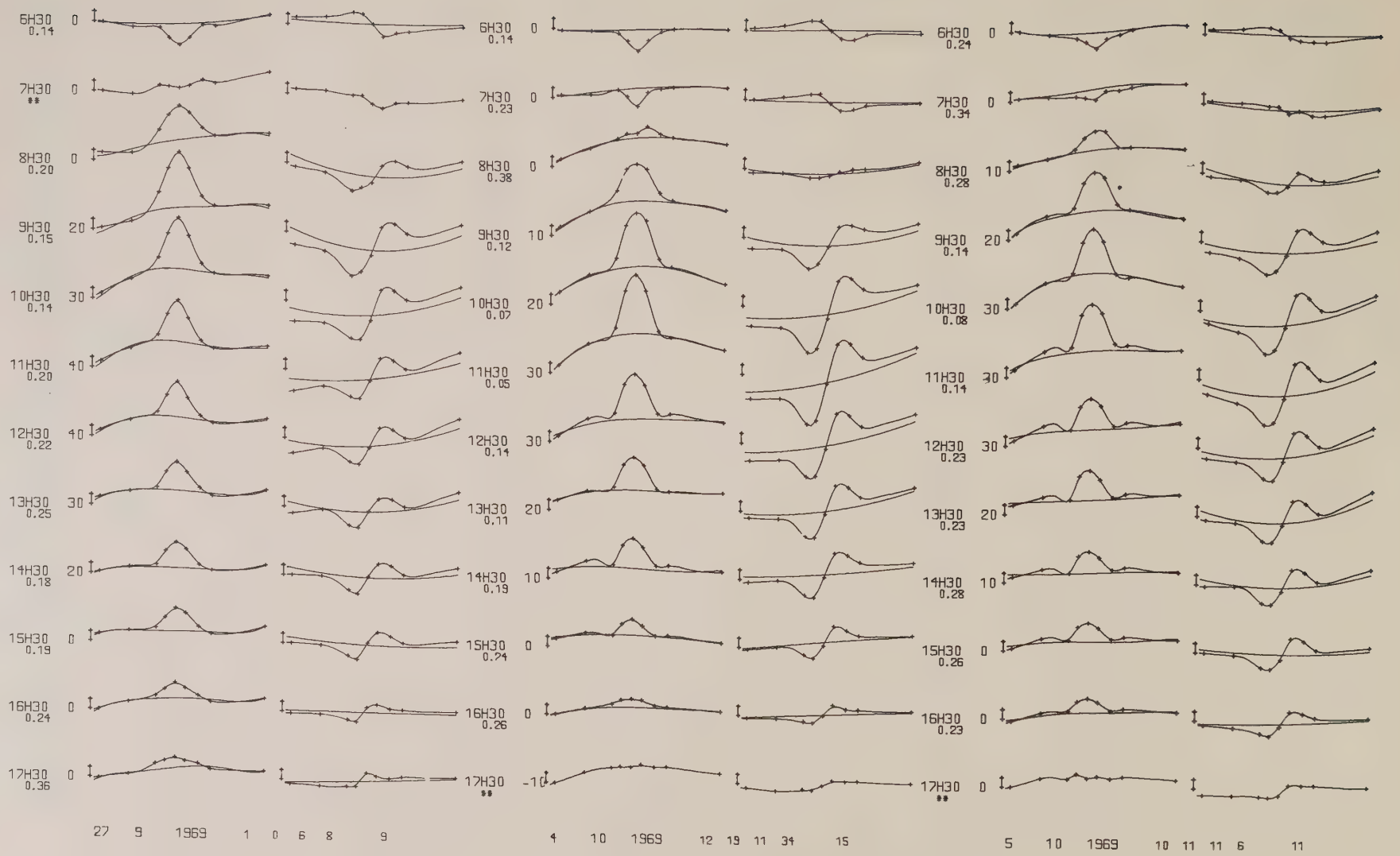

6H30 0.18
7H30 0.19
8H30
9H30 0.19
10H30 0.20
11H30 0.22
12H30 0.21
13H30 0.18
14H30 0.21
15H30 0.18
16H30 0.18
17H30 0.32
9 8 1969 17 10 18 13 17
6H30 0.21
7H30
8H30
9H30 0.25
10H30 0.12
11H30 0.10
12H30 0.09
13H30 0.09
14H30 0.13
15H30 0.22
16H30 0.27
17H30
10 8 1969 20 24 9 9 10
6H30 0.14
7H30 0.30
8H30
9H30 0.18
10H30 0.11
11H30 0.12
12H30 0.08
13H30 0.06
14H30 0.06
15H30 0.07
16H30 0.15
17H30 0.15
11 8 1969 2 9 8 10 6

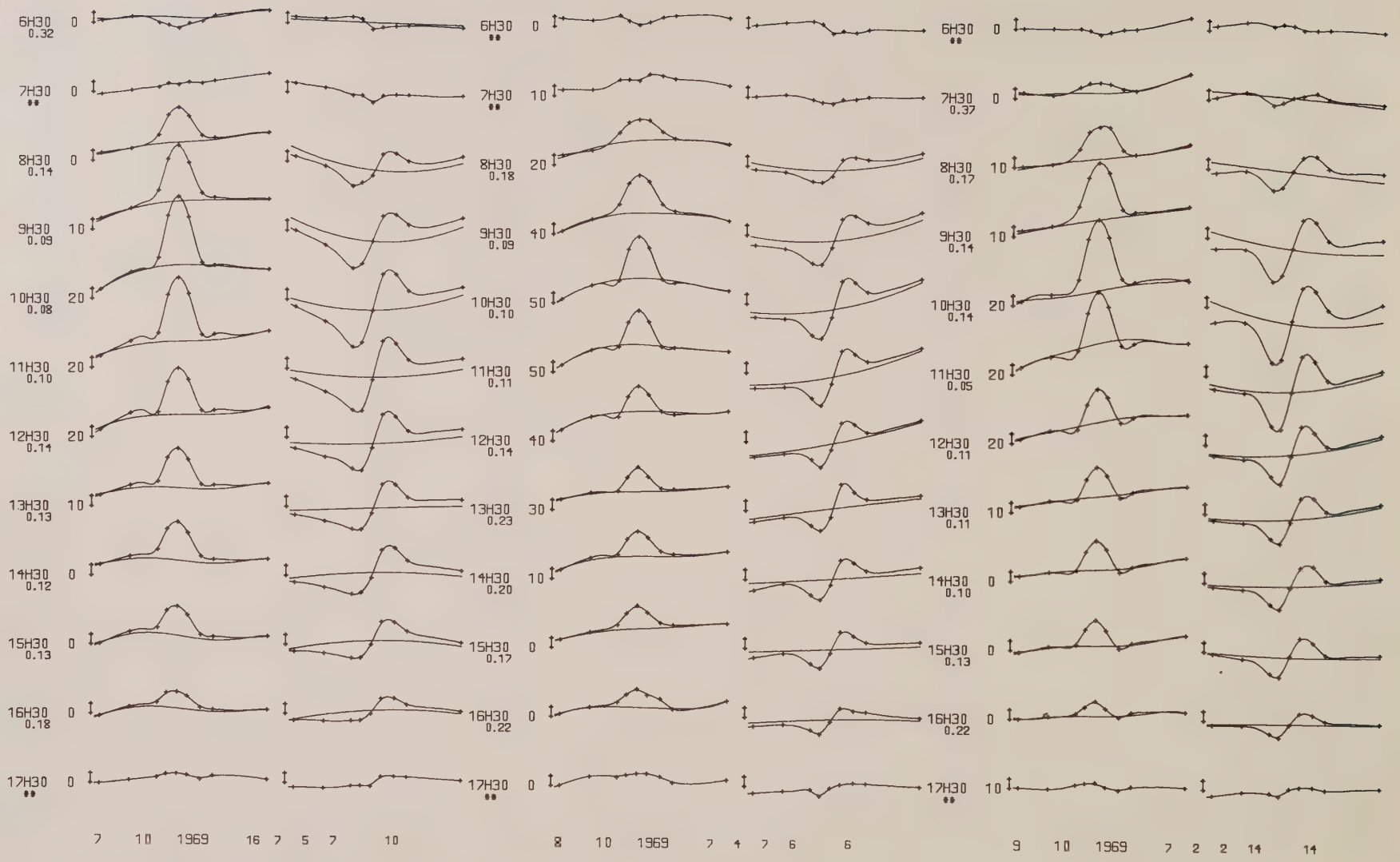

6H30 0
**
7H30 10
**
8H30 20
0.35
9H30 30
0.28
10H30 40
**
11H30 40
0.20
12H30 30
0.18
13H30 20
0.19
14H30 20
0.20
15H30 10
0.22
16H30 0
0.28
17H30 0
0.33
24 8 1969 8 19 13 6 12
6H30 0
0.39
7H30 0
**
8H30 0
0.16
9H30 0
0.13
10H30 10
0.11
11H30 10
0.08
12H30 20
0.09
13H30 20
0.11
14H30 10
0.20
15H30 0
**
16H30 0
**
17H30 0
**
25 8 1969 2 3 1 1 5
6H30 0
0.17
7H30 0
**
8H30 10
0.18
9H30 30
0.12
10H30 40
0.09
11H30 40
0.06
12H30 40
0.06
13H30 30
0.09
14H30 30
0.13
15H30 10
0.16
16H30 0
0.27
17H30 0
**
31 8 1969 15 9 4 7 7

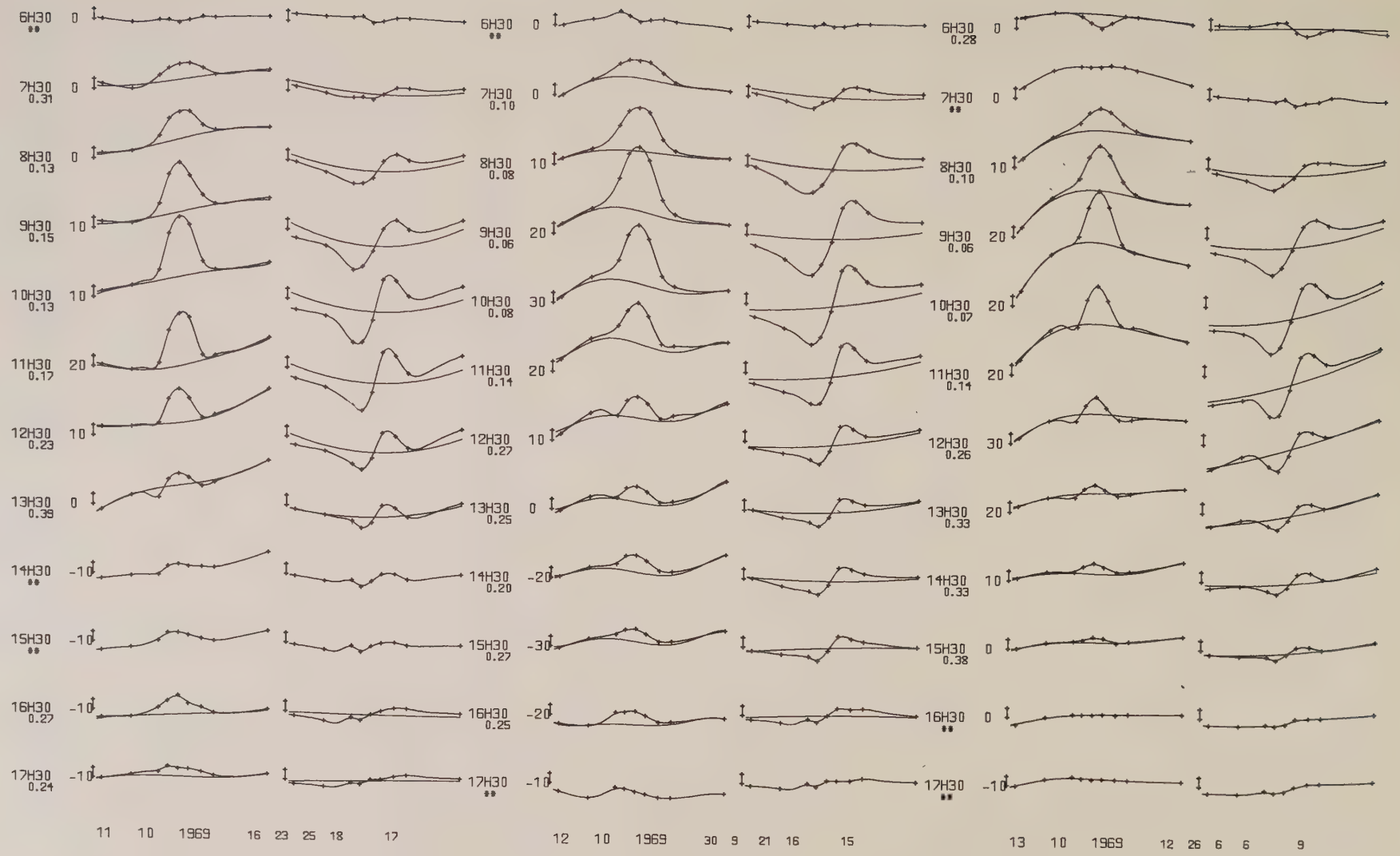

6H30 0.11
7H30 0.09
8H30 **
9H30 0.14
10H30 0.09
11H30 0.08
12H30 0.10
13H30 0.16
14H30 0.23
15H30 0.37
16H30 **
17H30 0.32
1 9 1969 4 2 0 1 3
6H30 0.38
7H30 **
8H30 0.22
9H30 0.11
10H30 0.08
11H30 0.07
12H30 0.06
13H30 0.08
14H30 0.08
15H30 0.10
16H30 0.13
17H30 0.27
2 9 1969 6 3 1 1 2
6H30 0.25
7H30 **
8H30 0.38
9H30 0.14
10H30 0.09
11H30 0.08
12H30 0.09
13H30 0.14
14H30 0.24
15H30 0.31
16H30 0.38
17H30 **
19 9 1969 11 10 10 6 13

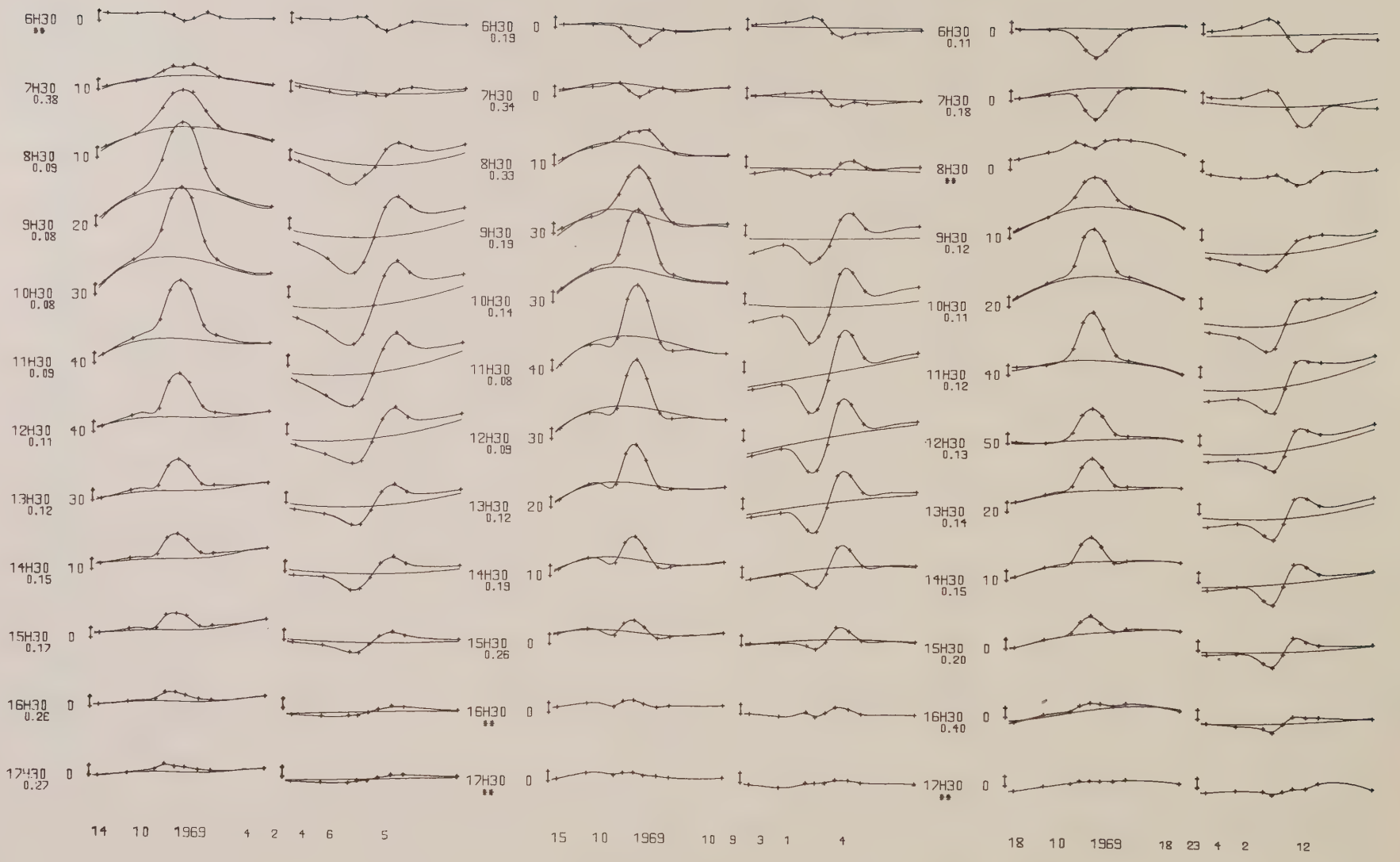

6H30 0.20
7H30 0.33
8H30 0.23
9H30 0.10
10H30 0.08
11H30 0.07
12H30 0.08
13H30 0.09
14H30 0.17
15H30 0.23
16H30 0.26
17H30 0.30
6H30 0.26
7H30 **
8H30 0.40
9H30 0.23
10H30 0.17
11H30 0.15
12H30 0.13
13H30 0.12
14H30 0.14
15H30 0.19
16H30 0.23
17H30 0.25
6H30 0.30
7H30 **
8H30 0.14
9H30 0.10
10H30 0.13
11H30 0.20
12H30 0.34
13H30 0.30
14H30 0.27
15H30 0.24
16H30 0.39
17H30 **
20 9 1969 22 19 20 23 14
21 9 1969 7 6 1 6 5
22 9 1969 8. 5 3 2 4

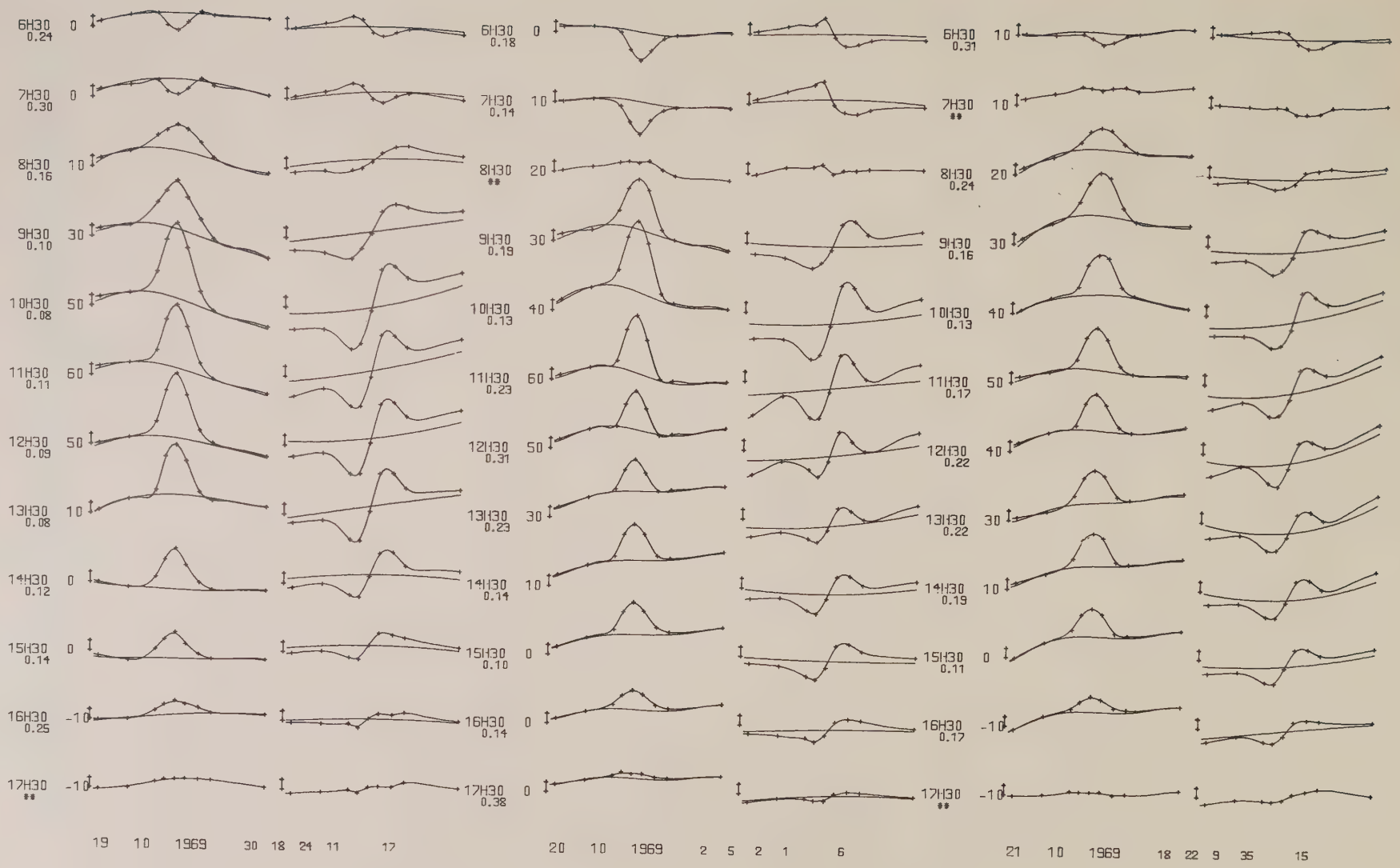

6H30 0
7H30 10
8H30 20 0.17
9H30 30 0.08
10H30 40 0.08
11H30 50 0.07
12H30 50 0.09
13H30 40 0.11
14H30 10 0.13
15H30 0 0.19
16H30 0 0.18
17H30 0
23 9 1969 5 4 20 21 14
6H30 0 0.31
7H30 0
8H30 0 0.23
9H30 20 0.10
10H30 30 0.07
11H30 30 0.09
12H30 30 0.11
13H30 30 0.18
14H30 20 0.32
15H30 10
16H30 0
17H30 0 0.21
24 9 1969 11 18 5 3 10
6H30 0
7H30 0 0.11
8H30 0 0.10
9H30 10 0.07
10H30 20 0.04
11H30 20 0.07
12H30 30 0.13
13H30 20
14H30 30
15H30 -10
16H30 -10 0.28
17H30 0 0.18
25 9 1969 25 7 12 25 17

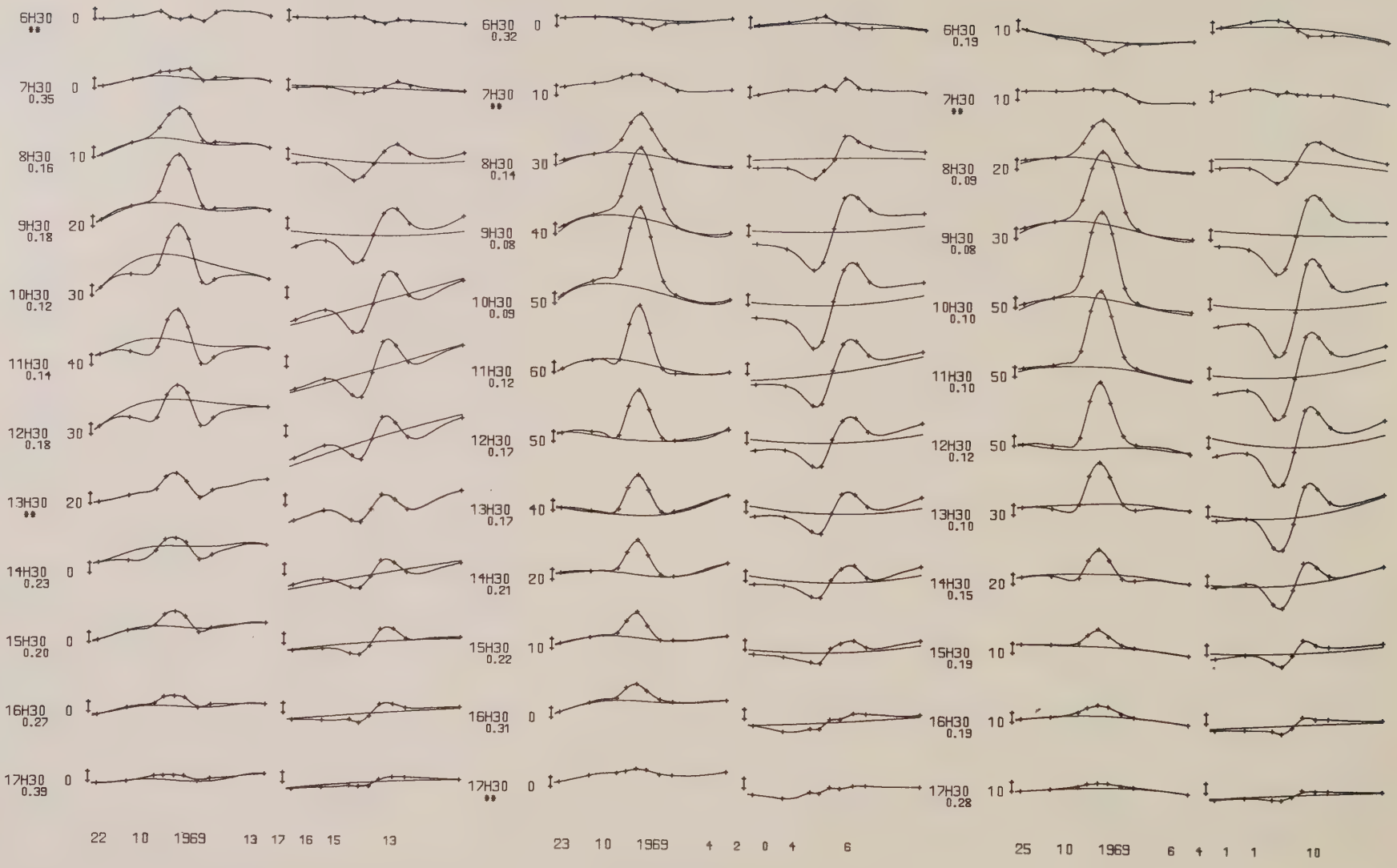

6H30 0.14
7H30 **
8H30 0.20
9H30 0.15
10H30 0.14
11H30 0.20
12H30 0.22
13H30 0.25
14H30 0.18
15H30 0.19
16H30 0.24
17H30 0.36
27 9 1969 1 0 6 8 9
6H30 0.14
7H30 0.23
8H30 0.38
9H30 0.12
10H30 0.07
11H30 0.05
12H30 0.14
13H30 0.11
14H30 0.19
15H30 0.24
16H30 0.26
17H30 **
4 10 1969 12 19 11 34 15
6H30 0.24
7H30 0.34
8H30 0.28
9H30 0.14
10H30 0.08
11H30 0.14
12H30 0.23
13H30 0.23
14H30 0.28
15H30 0.26
16H30 0.23
17H30 **
5 10 1969 10 11 11 6 11

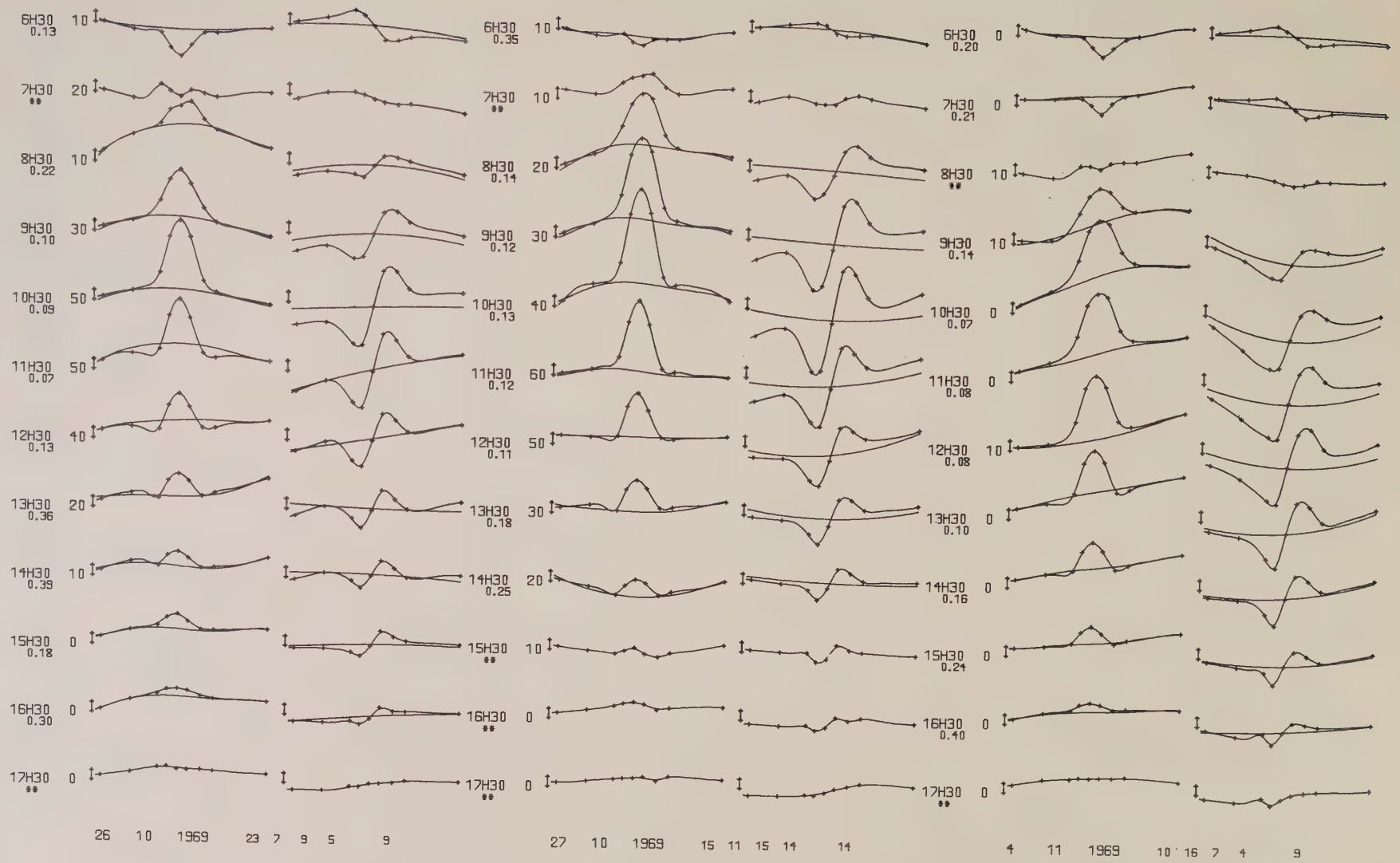

6H30 0 0.32
7H30 0 **
8H30 0 0.14
9H30 10 0.09
10H30 20 0.08
11H30 20 0.10
12H30 20 0.14
13H30 10 0.13
14H30 0 0.12
15H30 0 0.13
16H30 0 0.18
17H30 0 **
7 10 1969 16 7 5 7 10
6H30 0 **
7H30 10 **
8H30 20 0.18
9H30 40 0.09
10H30 50 0.10
11H30 50 0.11
12H30 40 0.14
13H30 30 0.23
14H30 10 0.20
15H30 0 0.17
16H30 0 0.22
17H30 0 **
8 10 1969 7 4 7 6 6
6H30 0 **
7H30 0 0.37
8H30 10 0.17
9H30 10 0.14
10H30 20 0.14
11H30 20 0.05
12H30 20 0.11
13H30 10 0.11
14H30 0 0.10
15H30 0 0.13
16H30 0 0.22
17H30 10 **
9 10 1969 7 2 2 14 14

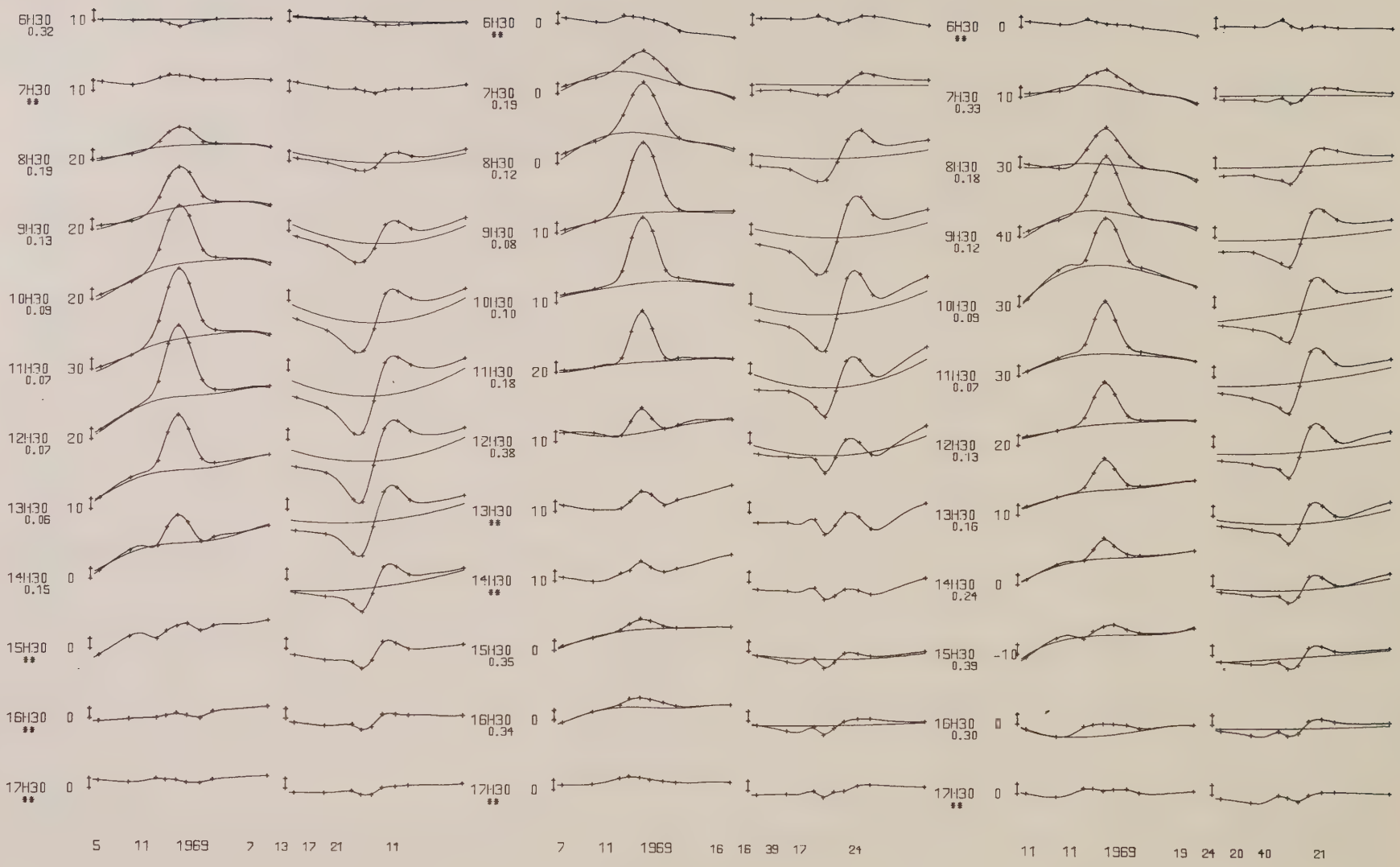

6H30 0 **
7H30 0 0.31
8H30 0 0.13
9H30 10 0.15
10H30 10 0.13
11H30 20 0.17
12H30 10 0.23
13H30 0 0.39
14H30 -10 **
15H30 -10 **
16H30 -10 0.27
17H30 -10 0.24
11 10 1969 16 23 25 18 17
6H30 0 **
7H30 0 0.10
8H30 10 0.08
9H30 20 0.06
10H30 30 0.08
11H30 20 0.14
12H30 10 0.27
13H30 0 0.25
14H30 -20 0.20
15H30 -30 0.27
16H30 -20 0.25
17H30 -10 **
12 10 1969 30 9 21 16 15
6H30 0 0.28
7H30 0 **
8H30 10 0.10
9H30 20 0.06
10H30 20 0.07
11H30 20 0.14
12H30 30 0.26
13H30 20 0.33
14H30 10 0.33
15H30 0 0.38
16H30 0 **
17H30 -10 **
13 10 1969 12 26 6 6 9

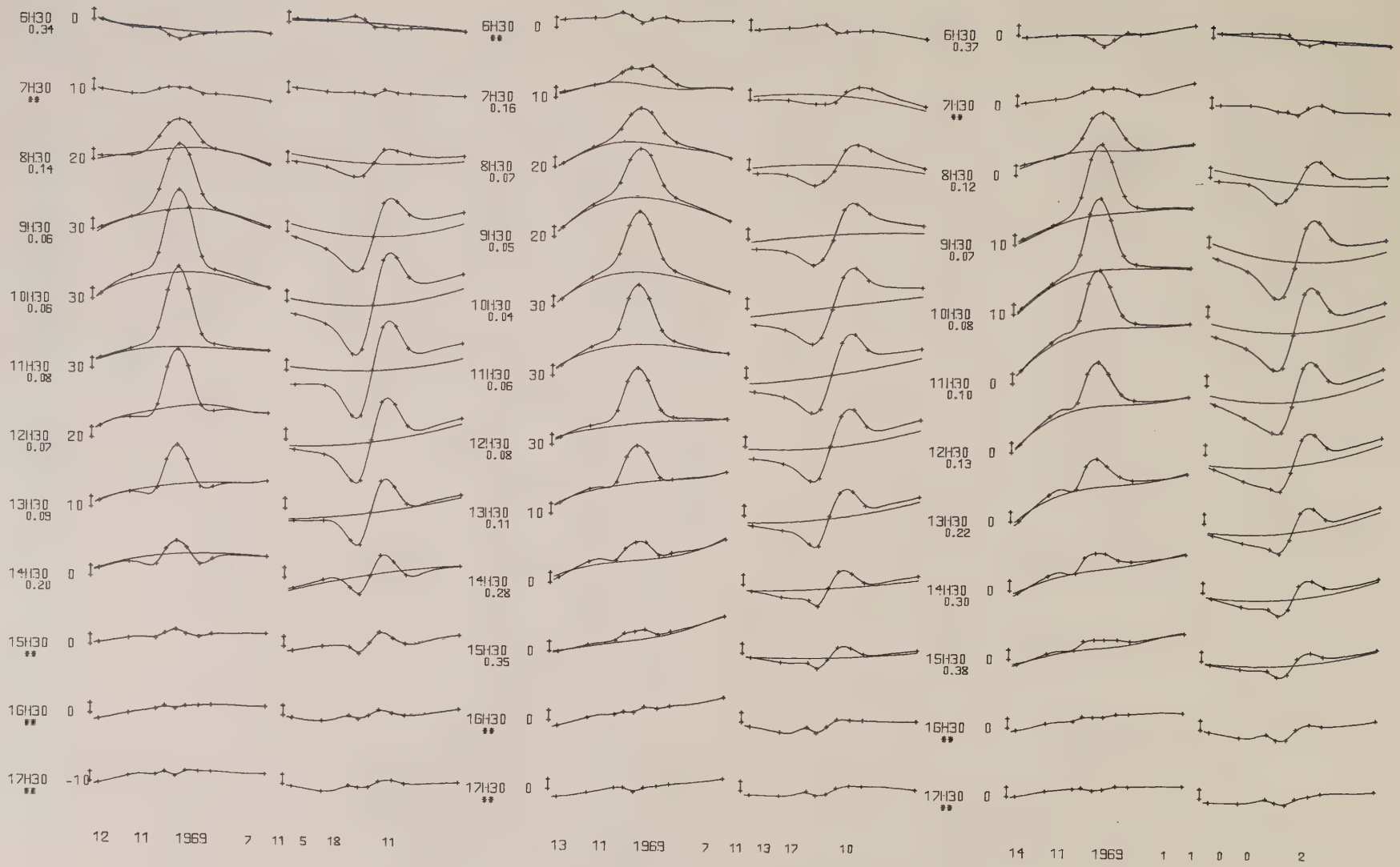

6H30 0
**
7H30 10
0.38
8H30 10
0.09
9H30 20
0.08
10H30 30
0.08
11H30 40
0.09
12H30 40
0.11
13H30 30
0.12
14H30 10
0.15
15H30 0
0.17
16H30 0
0.2E
17H30 0
0.27
14 10 1969 4 2 4 6 5
6H30 0
0.19
7H30 0
0.34
8H30 10
0.33
9H30 30
0.19
10H30 30
0.14
11H30 40
0.08
12H30 30
0.09
13H30 20
0.12
14H30 10
0.19
15H30 0
0.26
16H30 0
**
17H30 0
**
15 10 1969 10 9 3 1 4
6H30 0
0.11
7H30 0
0.18
8H30 0
**
9H30 10
0.12
10H30 20
0.11
11H30 40
0.12
12H30 50
0.13
13H30 20
0.14
14H30 10
0.15
15H30 0
0.20
16H30 0
0.40
17H30 0
**
18 10 1969 18 23 4 2 12

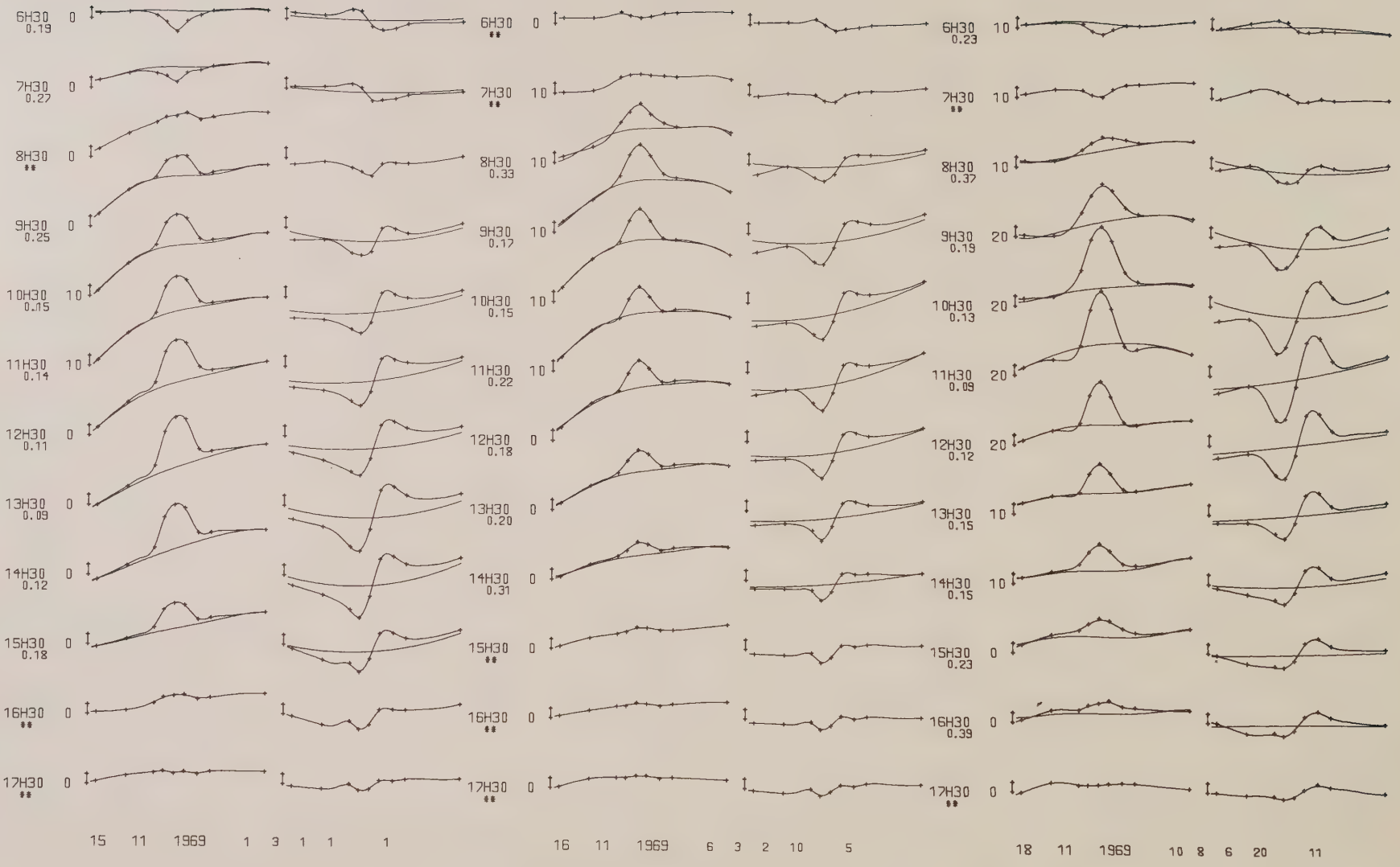

6H30 0 0.24
7H30 0 0.30
8H30 10 0.16
9H30 30 0.10
10H30 50 0.08
11H30 60 0.11
12H30 50 0.09
13H30 10 0.08
14H30 0 0.12
15H30 0 0.14
16H30 -10 0.25
17H30 -10 **
19 10 1969 30 18 24 11 17
6H30 0 0.18
7H30 10 0.14
8H30 20 **
9H30 30 0.19
10H30 40 0.13
11H30 60 0.23
12H30 50 0.31
13H30 30 0.23
14H30 10 0.14
15H30 0 0.10
16H30 0 0.14
17H30 0 0.38
20 10 1969 2 5 2 1 6
6H30 10 0.31
7H30 10 **
8H30 20 0.24
9H30 30 0.16
10H30 40 0.13
11H30 50 0.17
12H30 40 0.22
13H30 30 0.22
14H30 10 0.19
15H30 0 0.11
16H30 -10 0.17
17H30 -10 **
21 10 1969 18 22 9 35 15

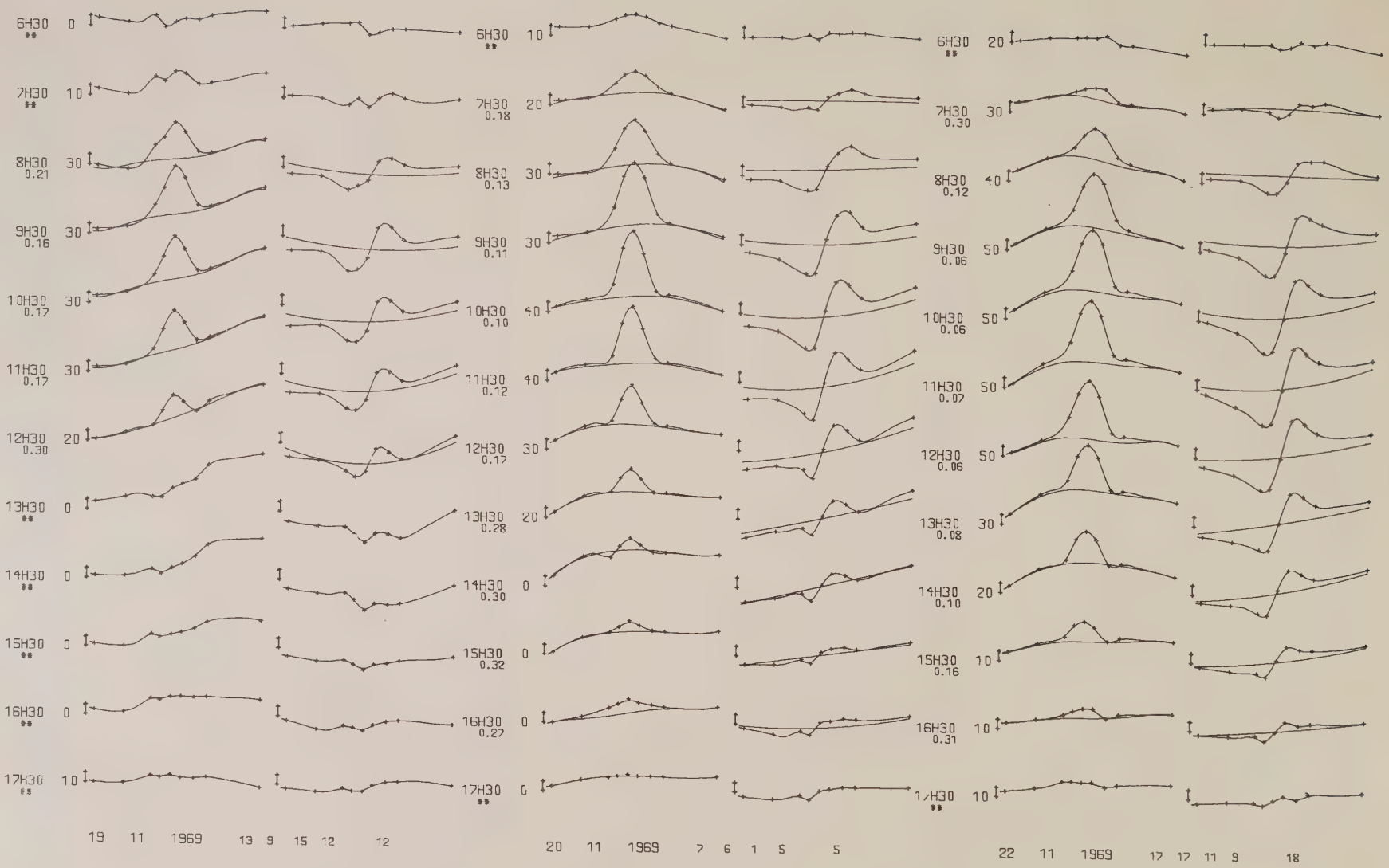

6H30 0
**
7H30 0
0.35
8H30 10
0.16
9H30 20
0.18
10H30 30
0.12
11H30 40
0.14
12H30 30
0.18
13H30 20
**
14H30 0
0.23
15H30 0
0.20
16H30 0
0.27
17H30 0
0.39
22 10 1969 13 17 16 15 13
6H30 0
0.32
7H30 10
**
8H30 30
0.14
9H30 40
0.08
10H30 50
0.09
11H30 60
0.12
12H30 50
0.17
13H30 40
0.17
14H30 20
0.21
15H30 10
0.22
16H30 0
0.31
17H30 0
**
23 10 1969 4 2 0 4 6
6H30 10
0.19
7H30 10
**
8H30 20
0.09
9H30 30
0.08
10H30 50
0.10
11H30 50
0.10
12H30 50
0.12
13H30 30
0.10
14H30 20
0.15
15H30 10
0.19
16H30 10
0.19
17H30 10
0.28
25 10 1969 6 4 1 1 10

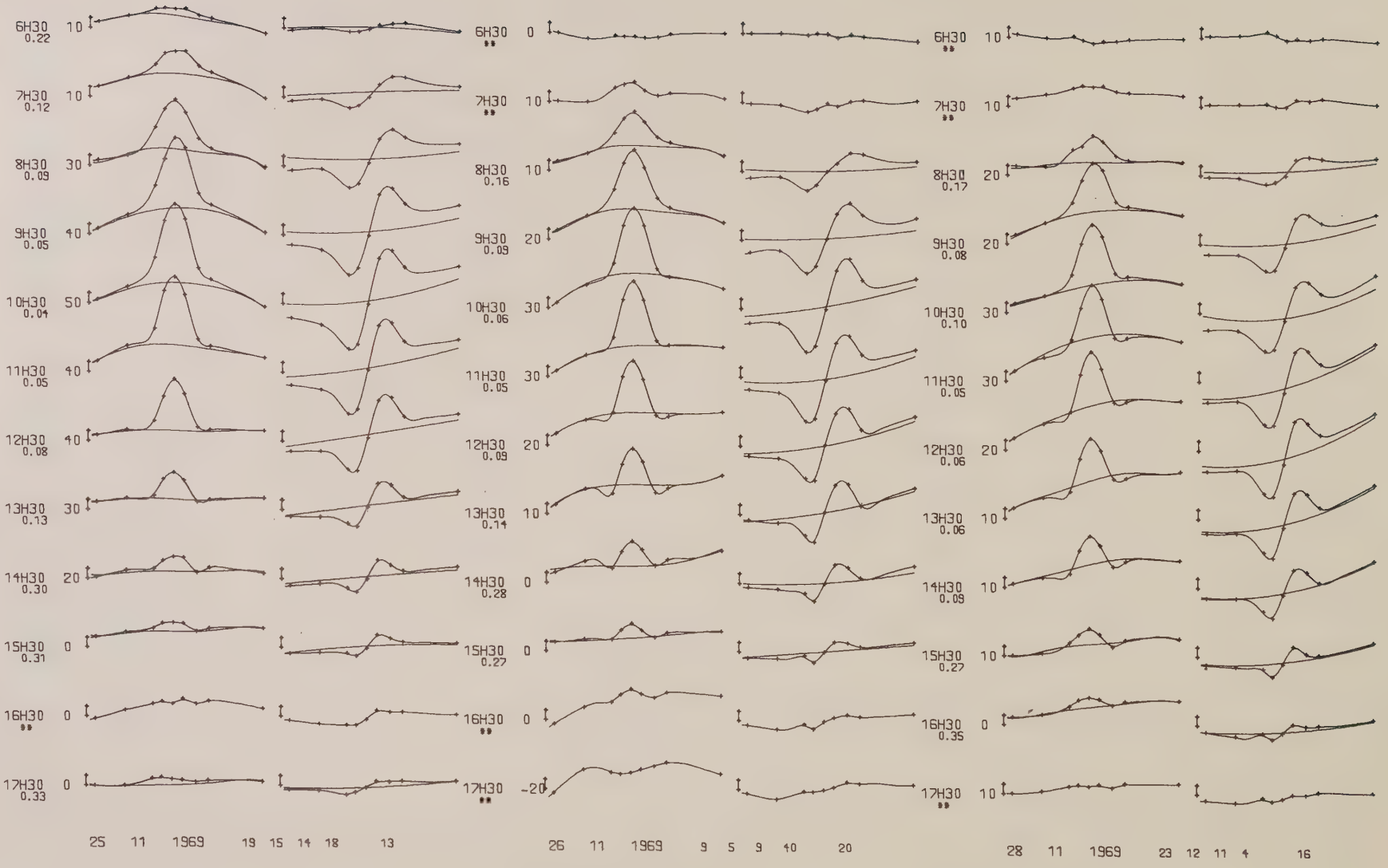

6H30 0.13
7H30 **
8H30 0.22
9H30 0.10
10H30 0.09
11H30 0.07
12H30 0.13
13H30 0.36
14H30 0.39
15H30 0.18
16H30 0.30
17H30 **
26 10 1969 23 7 9 5 9
6H30 0.35
7H30 **
8H30 0.14
9H30 0.12
10H30 0.13
11H30 0.12
12H30 0.11
13H30 0.18
14H30 0.25
15H30 **
16H30 **
17H30 **
27 10 1969 15 11 15 14 14
6H30 0.20
7H30 0.21
8H30 **
9H30 0.14
10H30 0.07
11H30 0.08
12H30 0.08
13H30 0.10
14H30 0.16
15H30 0.24
16H30 0.40
17H30 **
4 11 1969 10 16 7 4 9

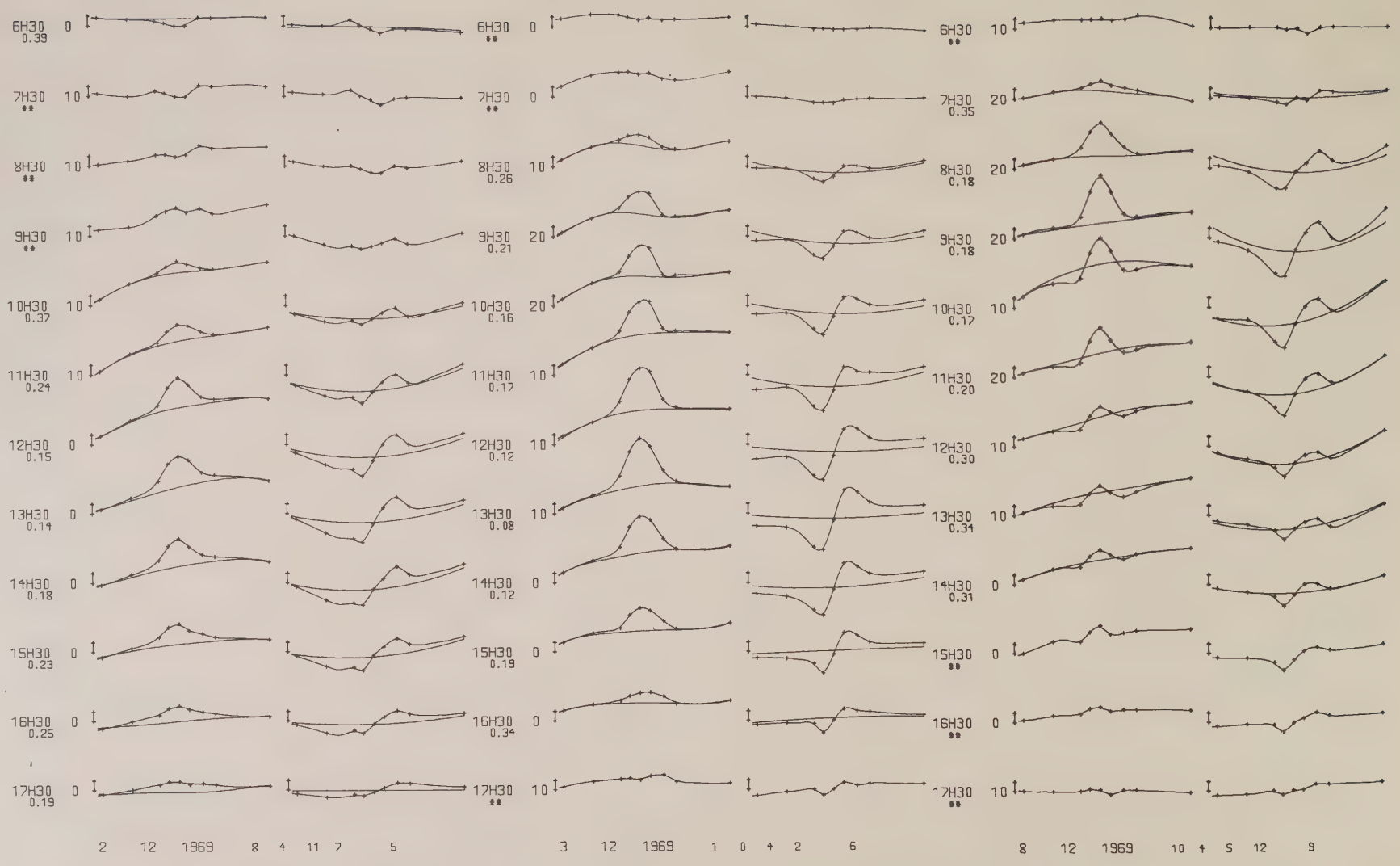

6H30 0.32
7H30 **
8H30 0.19
9H30 0.13
10H30 0.09
11H30 0.07
12H30 0.07
13H30 0.06
14H30 0.15
15H30 **
16H30 **
17H30 **
10 10 20 20 20 30 20 10 0 0 0 0
5 11 1969 7 13 17 21 11
6H30 **
7H30 0.19
8H30 0.12
9H30 0.08
10H30 0.10
11H30 0.18
12H30 0.38
13H30 **
14H30 **
15H30 0.35
16H30 0.34
17H30 **
0 0 0 10 10 20 10 10 10 0 0 0
7 11 1969 16 16 39 17 24
6H30 **
7H30 0.33
8H30 0.18
9H30 0.12
10H30 0.09
11H30 0.07
12H30 0.13
13H30 0.16
14H30 0.24
15H30 0.39
16H30 0.30
17H30 **
0 10 30 40 30 30 20 10 0 -10 0 0
11 11 1969 19 24 20 40 21

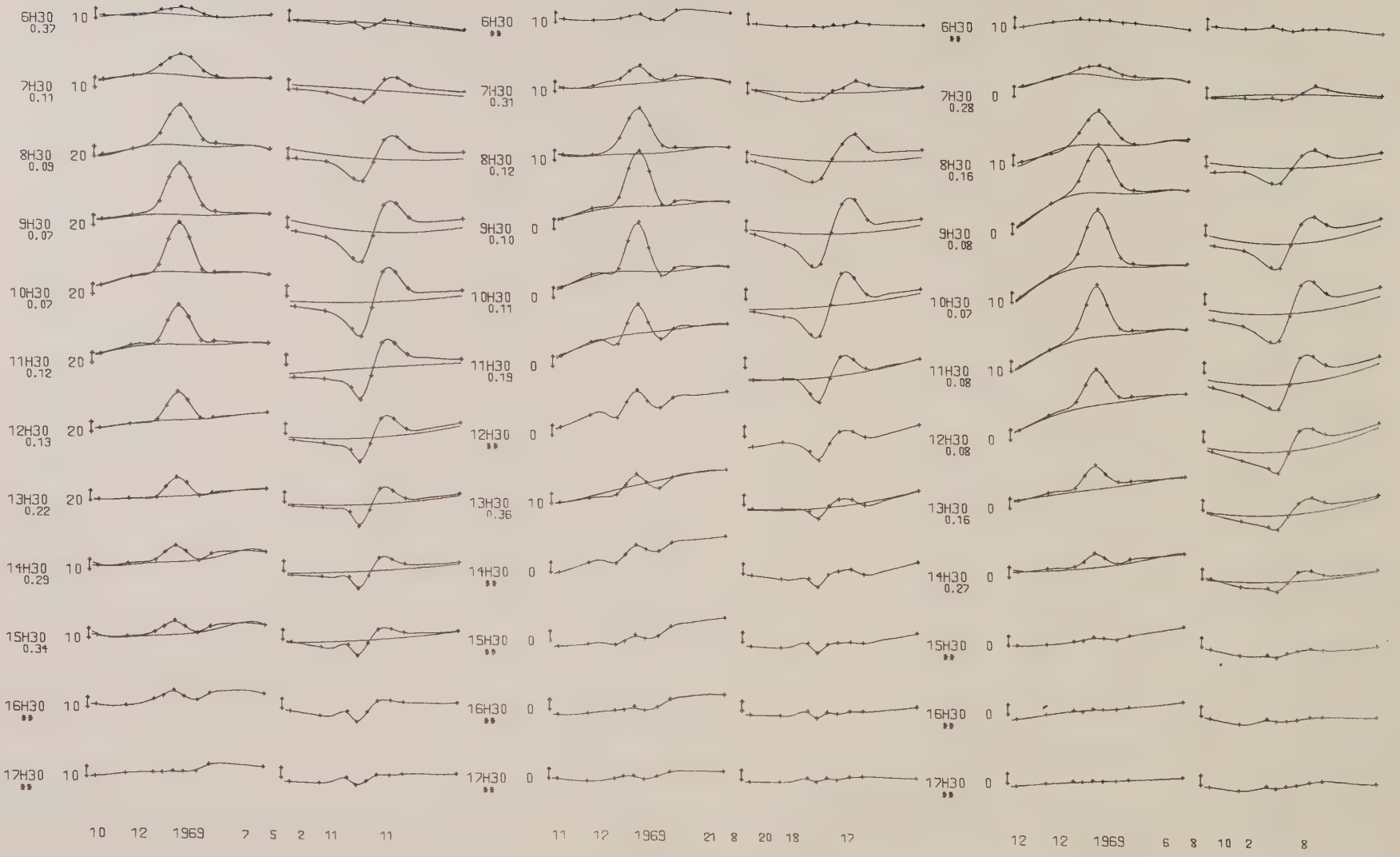

6H30 0
0.34
7H30 10
**
8H30 20
0.14
9H30 30
0.06
10H30 30
0.06
11H30 30
0.08
12H30 20
0.07
13H30 10
0.09
14H30 0
0.20
15H30 0
**
16H30 0
**
17H30 -10
**
12 11 1969 7 11 5 18 11
6H30 0
**
7H30 10
0.16
8H30 20
0.07
9H30 20
0.05
10H30 30
0.04
11H30 30
0.06
12H30 30
0.08
13H30 10
0.11
14H30 0
0.28
15H30 0
0.35
16H30 0
**
17H30 0
**
13 11 1969 7 11 13 17 10
6H30 0
0.37
7H30 0
**
8H30 0
0.12
9H30 10
0.07
10H30 10
0.08
11H30 0
0.10
12H30 0
0.13
13H30 0
0.22
14H30 0
0.30
15H30 0
0.38
16H30 0
**
17H30 0
**
14 11 1969 1 1 0 0 2

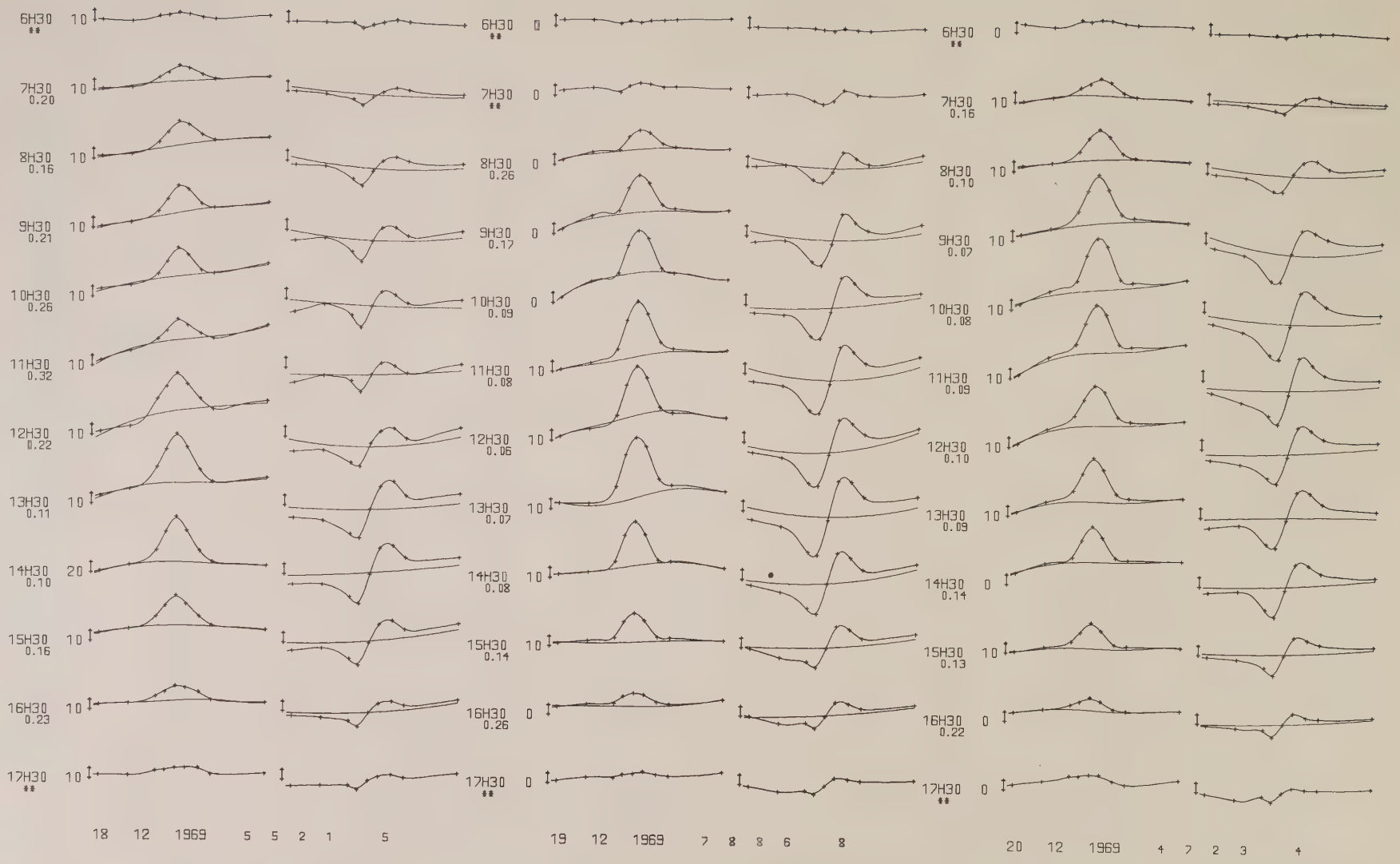

6H30 0.19
7H30 0.27
8H30 **
9H30 0.25
10H30 0.15
11H30 0.14
12H30 0.11
13H30 0.09
14H30 0.12
15H30 0.18
16H30 **
17H30 **
15 11 1969 1 3 1 1 1
6H30 **
7H30 **
8H30 0.33
9H30 0.17
10H30 0.15
11H30 0.22
12H30 0.18
13H30 0.20
14H30 0.31
15H30 **
16H30 **
17H30 **
16 11 1969 6 3 2 10 5
6H30 0.23
7H30 **
8H30 0.37
9H30 0.19
10H30 0.13
11H30 0.09
12H30 0.12
13H30 0.15
14H30 0.15
15H30 0.23
16H30 0.39
17H30 **
18 11 1969 10 8 6 20 11

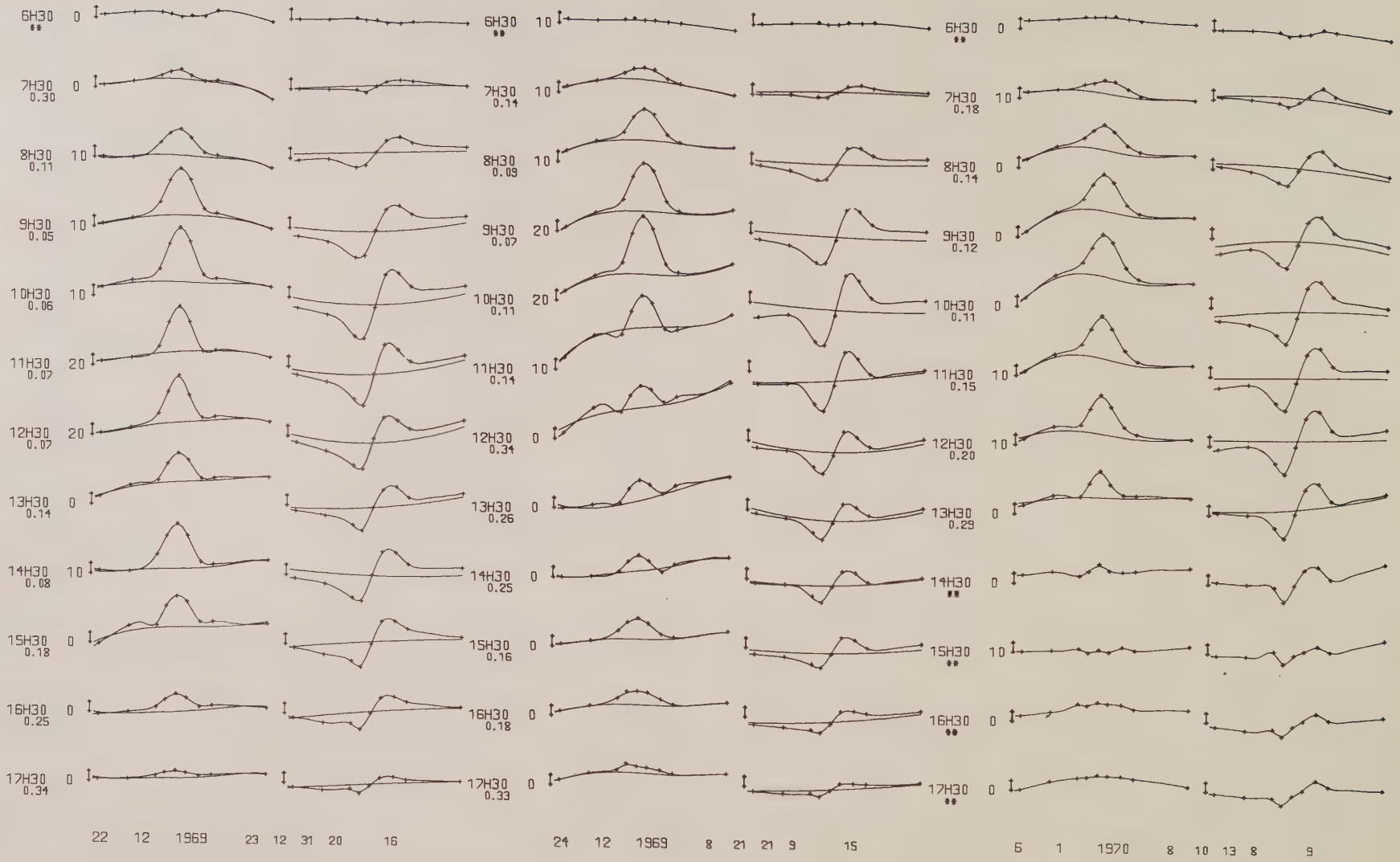

6H30 0
7H30 10
8H30 0.21 30
9H30 0.16 30
10H30 0.17 30
11H30 0.17 30
12H30 0.30 20
13H30 0
14H30 0
15H30 0
16H30 0
17H30 10
19 11 1969 13 9 15 12 12
6H30 10
7H30 0.18 20
8H30 0.13 30
9H30 0.11 30
10H30 0.10 40
11H30 0.12 40
12H30 0.17 30
13H30 0.28 20
14H30 0.30 0
15H30 0.32 0
16H30 0.27 0
17H30 0
20 11 1969 7 6 1 5 5
6H30 20
7H30 0.30 30
8H30 0.12 40
9H30 0.06 50
10H30 0.06 50
11H30 0.07 50
12H30 0.06 50
13H30 0.08 30
14H30 0.10 20
15H30 0.16 10
16H30 0.31 10
17H30 10
22 11 1969 17 17 11 9 18

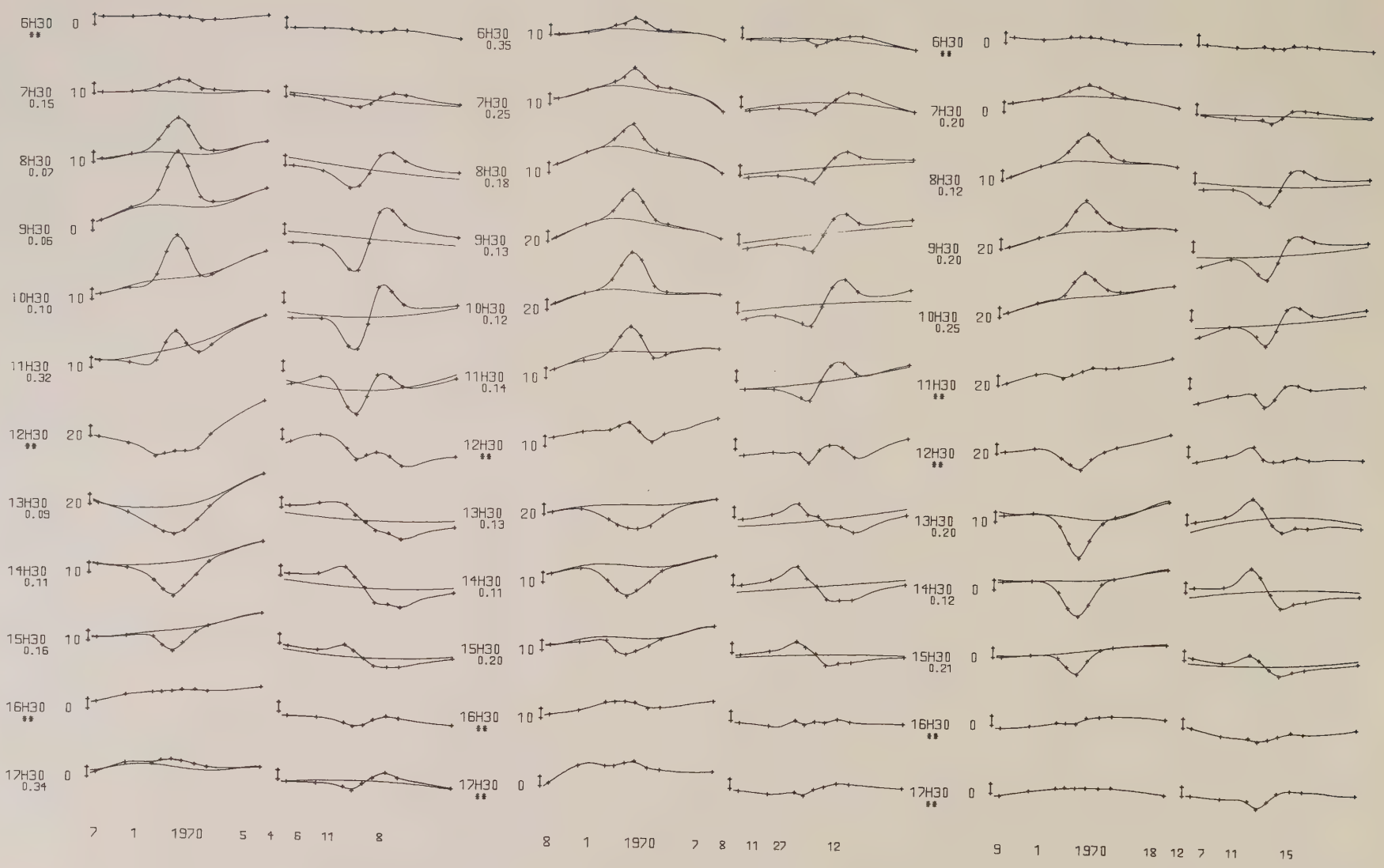

6H30 0.22
7H30 0.12
8H30 0.09
9H30 0.05
10H30 0.04
11H30 0.05
12H30 0.08
13H30 0.13
14H30 0.30
15H30 0.31
16H30
17H30 0.33
25 11 1969 19 15 14 18 13
6H30
7H30
8H30 0.16
9H30 0.09
10H30 0.06
11H30 0.05
12H30 0.09
13H30 0.14
14H30 0.28
15H30 0.27
16H30
17H30
26 11 1969 9 5 9 40 20
6H30
7H30
8H30 0.17
9H30 0.08
10H30 0.10
11H30 0.05
12H30 0.06
13H30 0.06
14H30 0.09
15H30 0.27
16H30 0.35
17H30
28 11 1969 23 12 11 4 16

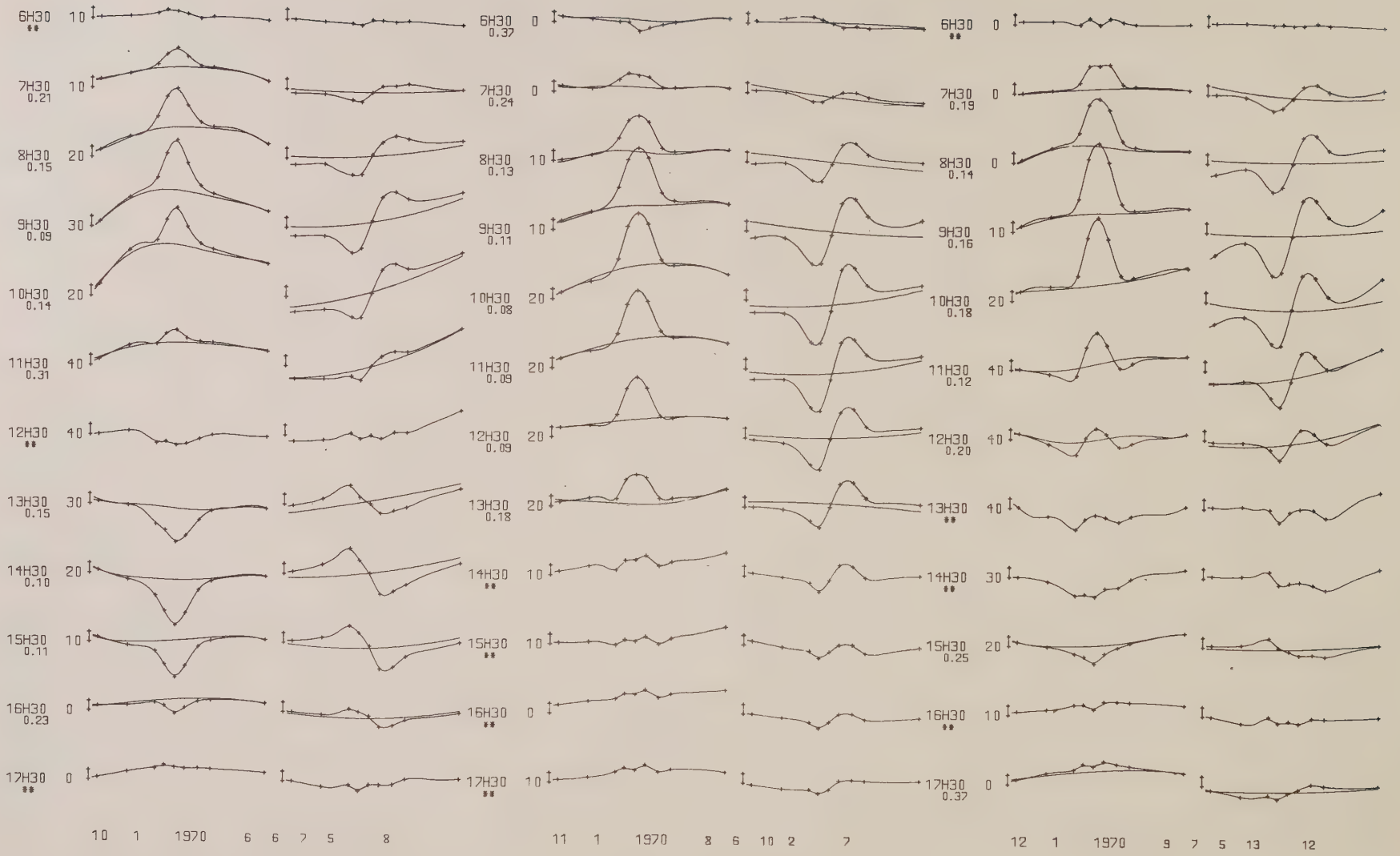

6H30 0.39
7H30 **
8H30 **
9H30 **
10H30 0.37
11H30 0.24
12H30 0.15
13H30 0.14
14H30 0.18
15H30 0.23
16H30 0.25
17H30 0.19
2 12 1969 8 4 11 7 5
6H30 **
7H30 **
8H30 0.26
9H30 0.21
10H30 0.16
11H30 0.17
12H30 0.12
13H30 0.08
14H30 0.12
15H30 0.19
16H30 0.34
17H30 **
3 12 1969 1 0 4 2 6
6H30 **
7H30 0.35
8H30 0.18
9H30 0.18
10H30 0.17
11H30 0.20
12H30 0.30
13H30 0.34
14H30 0.31
15H30 **
16H30 **
17H30 **
8 12 1969 10 4 5 12 9

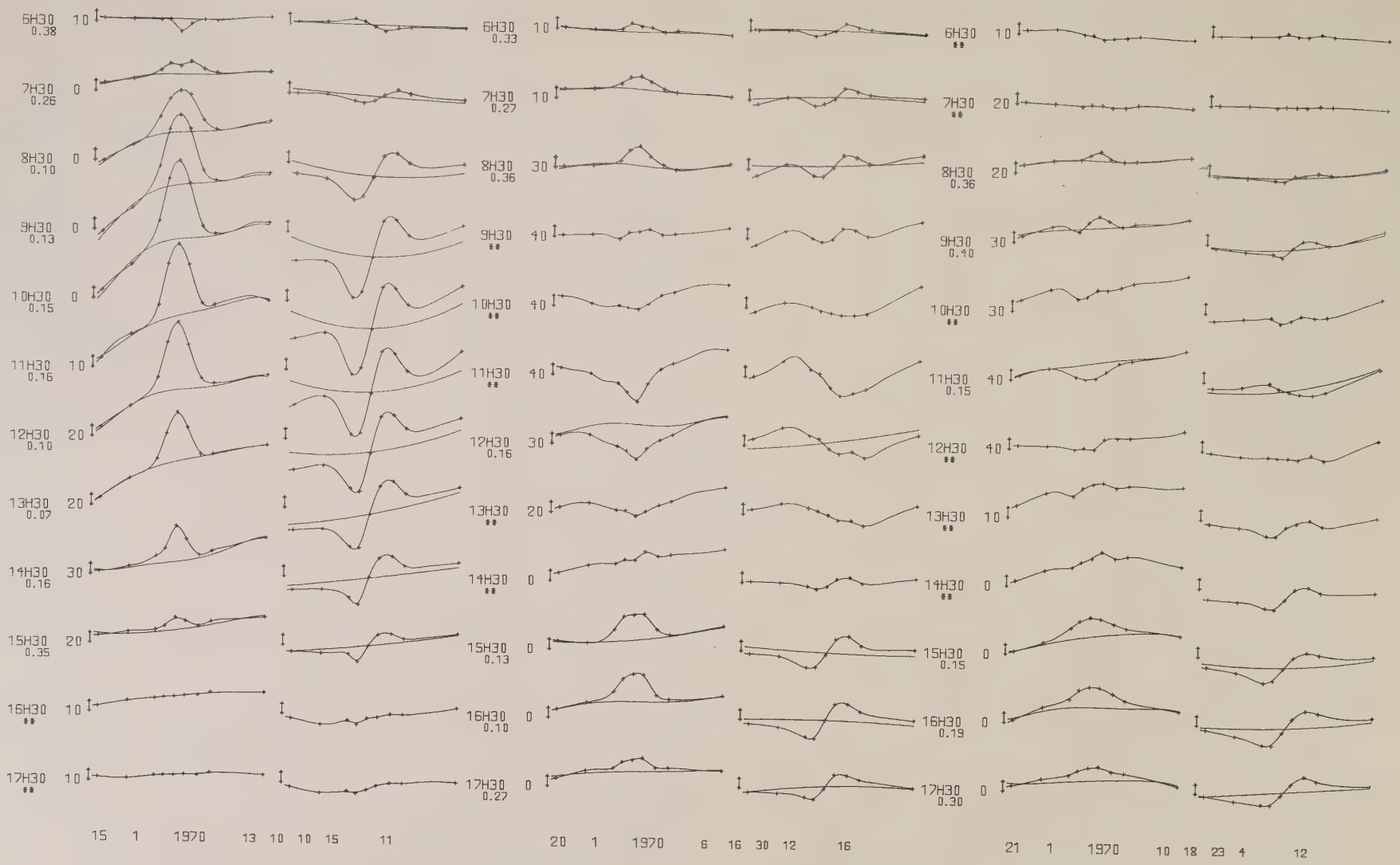

6H30 0.37
7H30 0.11
8H30 0.09
9H30 0.07
10H30 0.07
11H30 0.12
12H30 0.13
13H30 0.22
14H30 0.29
15H30 0.34
16H30
17H30
10 12 1969 7 5 2 11 11
6H30
7H30 0.31
8H30 0.12
9H30 0.10
10H30 0.11
11H30 0.19
12H30
13H30 0.36
14H30
15H30
16H30
17H30
11 12 1969 21 8 20 18 17
6H30
7H30 0.28
8H30 0.16
9H30 0.08
10H30 0.07
11H30 0.08
12H30 0.08
13H30 0.16
14H30 0.27
15H30
16H30
17H30
12 12 1969 6 8 10 2 8

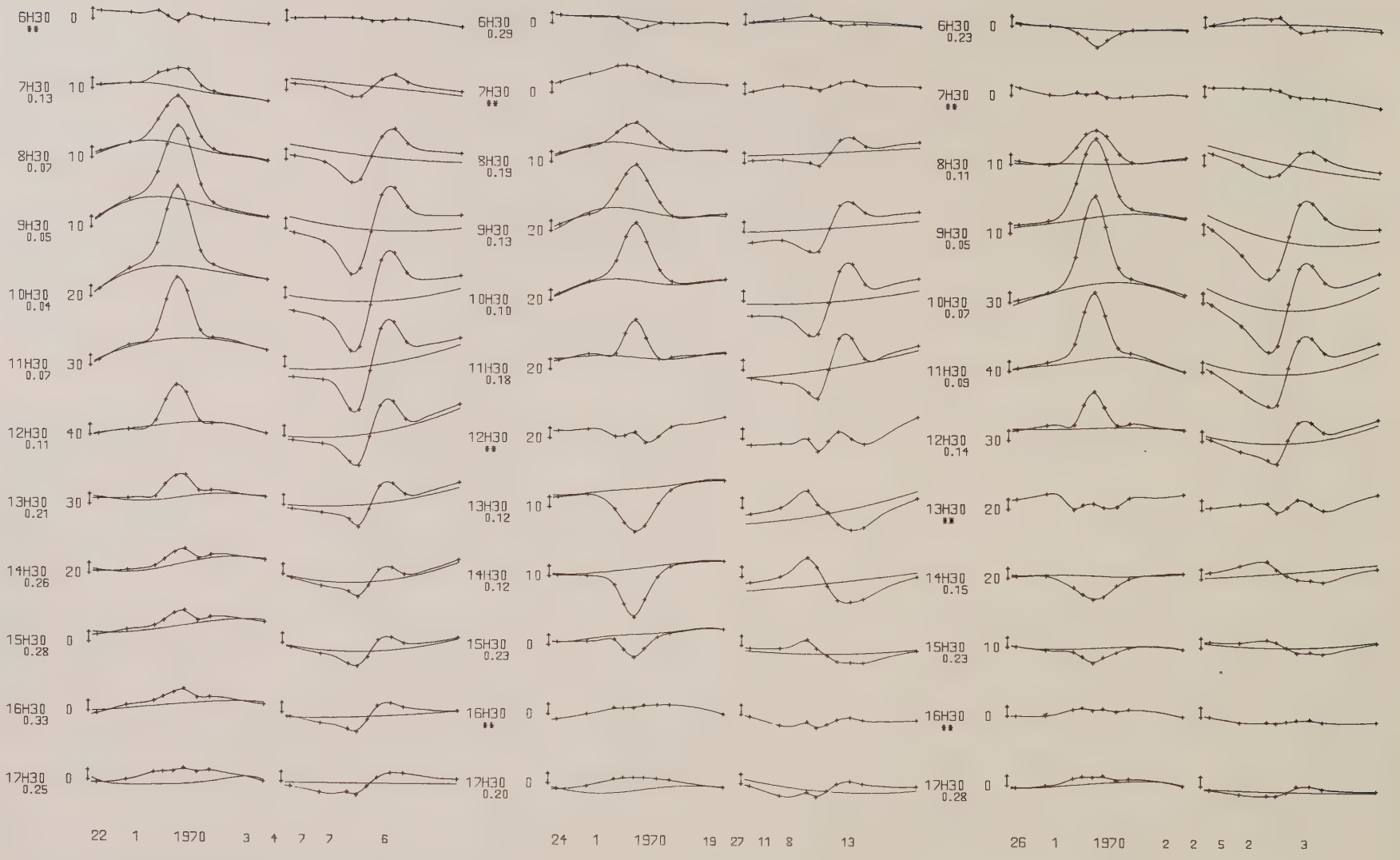

6H30 **
7H30 0.20
8H30 0.16
9H30 0.21
10H30 0.26
11H30 0.32
12H30 0.22
13H30 0.11
14H30 0.10
15H30 0.16
16H30 0.23
17H30 **
18 12 1969 5 5 2 1 5
6H30 **
7H30 **
8H30 0.26
9H30 0.17
10H30 0.09
11H30 0.08
12H30 0.06
13H30 0.07
14H30 0.08
15H30 0.14
16H30 0.26
17H30 **
19 12 1969 7 8 8 6 8
6H30 **
7H30 0.16
8H30 0.10
9H30 0.07
10H30 0.08
11H30 0.09
12H30 0.10
13H30 0.09
14H30 0.14
15H30 0.13
16H30 0.22
17H30 **
20 12 1969 4 7 2 3 4

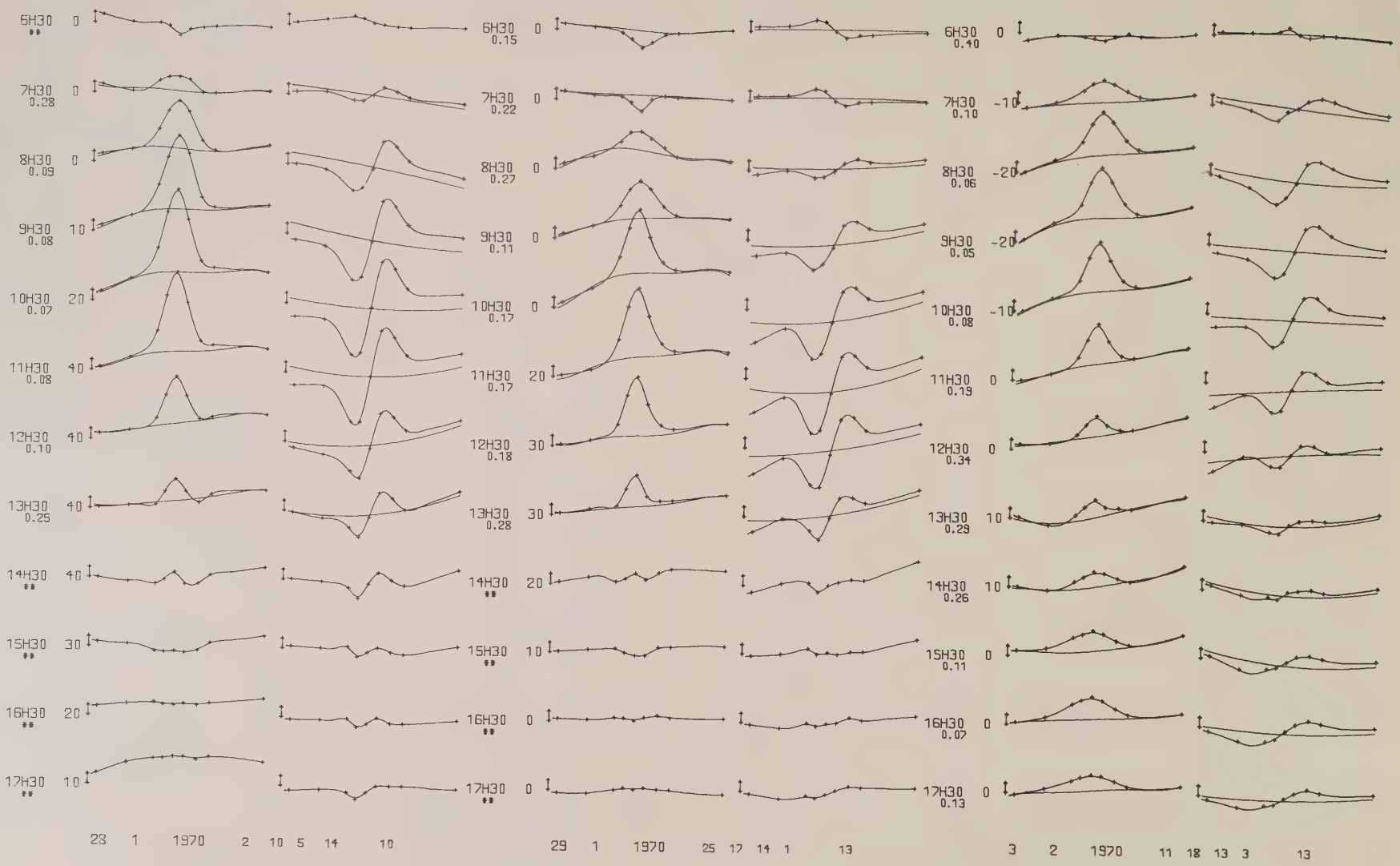

6H30 0
7H30 0.30 0
8H30 0.11 10
9H30 0.05 10
10H30 0.06 10
11H30 0.07 20
12H30 0.07 20
13H30 0.14 0
14H30 0.08 10
15H30 0.18 0
16H30 0.25 0
17H30 0.34 0
22 12 1969 23 12 31 20 16
6H30 10
7H30 0.14 10
8H30 0.09 10
9H30 0.07 20
10H30 0.11 20
11H30 0.14 10
12H30 0.34 0
13H30 0.26 0
14H30 0.25 0
15H30 0.16 0
16H30 0.18 0
17H30 0.33 0
24 12 1969 8 21 21 9 15
6H30 0
7H30 0.18 10
8H30 0.14 0
9H30 0.12 0
10H30 0.11 0
11H30 0.15 10
12H30 0.20 10
13H30 0.29 0
14H30 0
15H30 10
16H30 0
17H30 0
6 1 1970 8 10 13 8 9

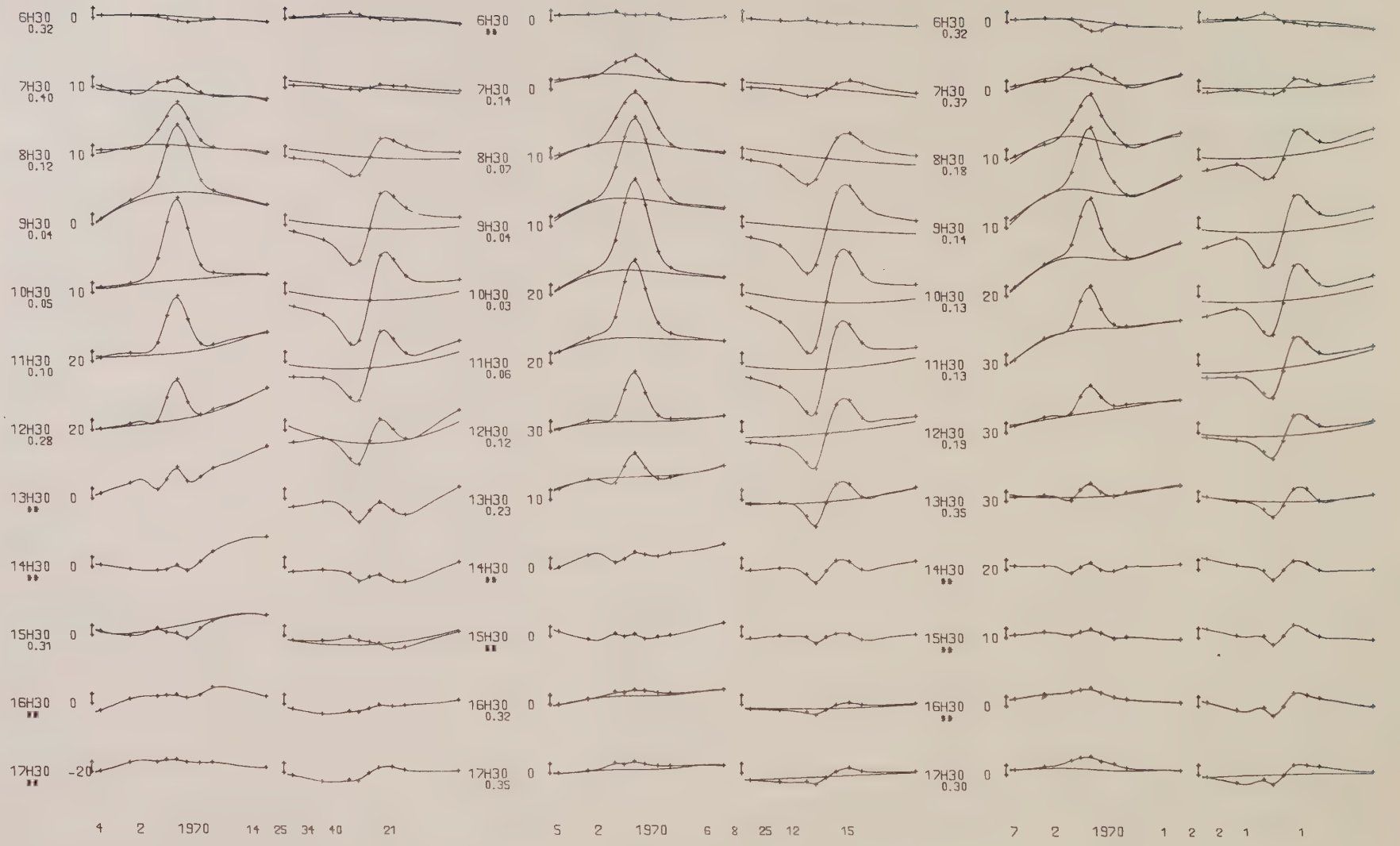

6H30 0
**
7H30 10
0.15
8H30 10
0.07
9H30 0
0.06
10H30 10
0.10
11H30 10
0.32
12H30 20
**
13H30 20
0.09
14H30 10
0.11
15H30 10
0.16
16H30 0
**
17H30 0
0.34
7 1 1970 5 4 6 11 8
6H30 10
0.35
7H30 10
0.25
8H30 10
0.18
9H30 20
0.13
10H30 20
0.12
11H30 10
0.14
12H30 10
**
13H30 20
0.13
14H30 10
0.11
15H30 10
0.20
16H30 10
**
17H30 0
**
8 1 1970 7 8 11 27 12
6H30 0
**
7H30 0
0.20
8H30 10
0.12
9H30 20
0.20
10H30 20
0.25
11H30 20
**
12H30 20
**
13H30 10
0.20
14H30 0
0.12
15H30 0
0.21
16H30 0
**
17H30 0
**
9 1 1970 18 12 7 11 15

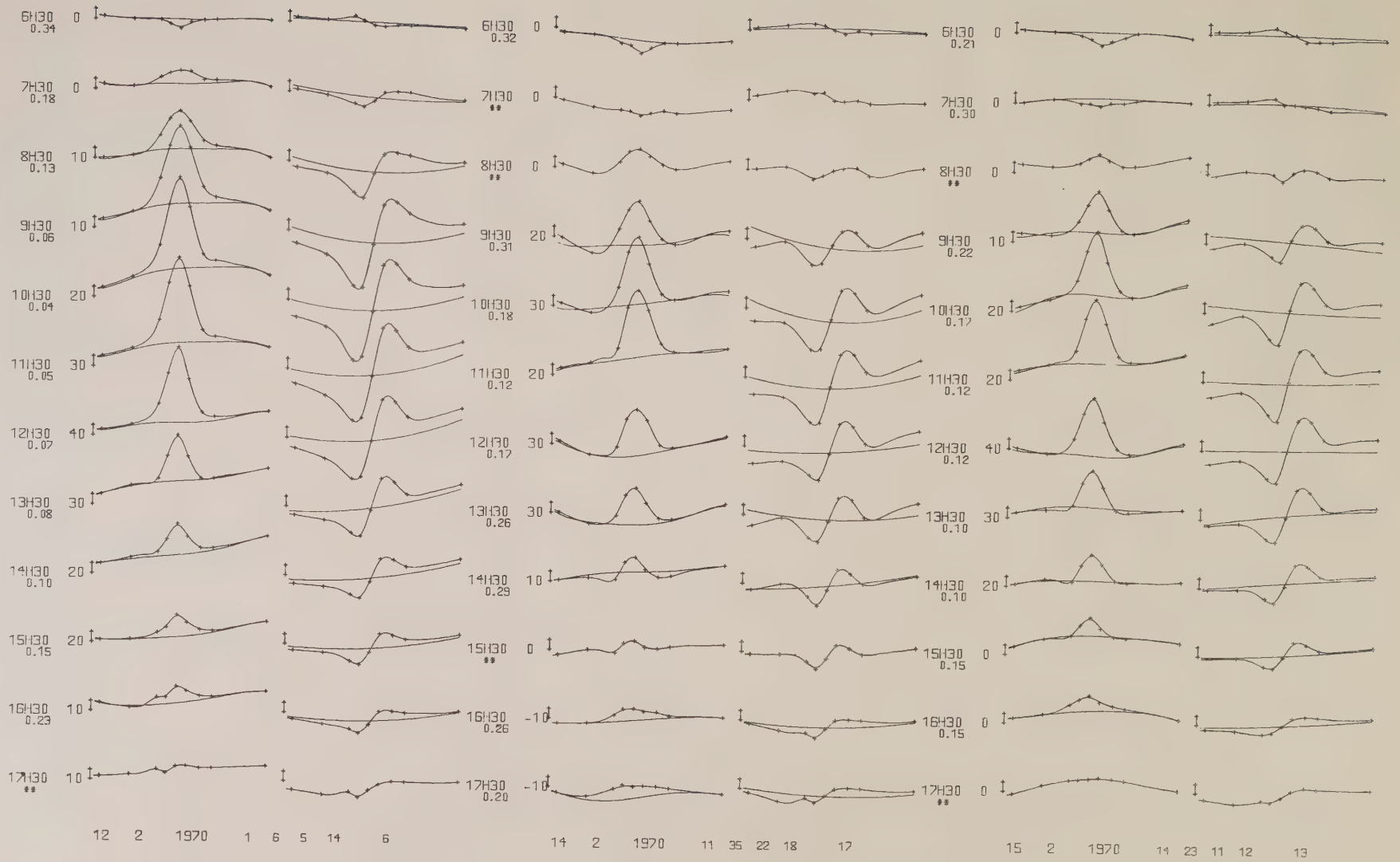

6H30 **
7H30 0.21
8H30 0.15
9H30 0.09
10H30 0.14
11H30 0.31
12H30 **
13H30 0.15
14H30 0.10
15H30 0.11
16H30 0.23
17H30 **
10 1 1970 6 6 7 5 8
6H30 0.37
7H30 0.24
8H30 0.13
9H30 0.11
10H30 0.08
11H30 0.09
12H30 0.09
13H30 0.18
14H30 **
15H30 **
16H30 **
17H30 **
11 1 1970 8 6 10 2 7
6H30 **
7H30 0.19
8H30 0.14
9H30 0.16
10H30 0.18
11H30 0.12
12H30 0.20
13H30 **
14H30 **
15H30 0.25
16H30 **
17H30 0.37
12 1 1970 9 7 5 13 12

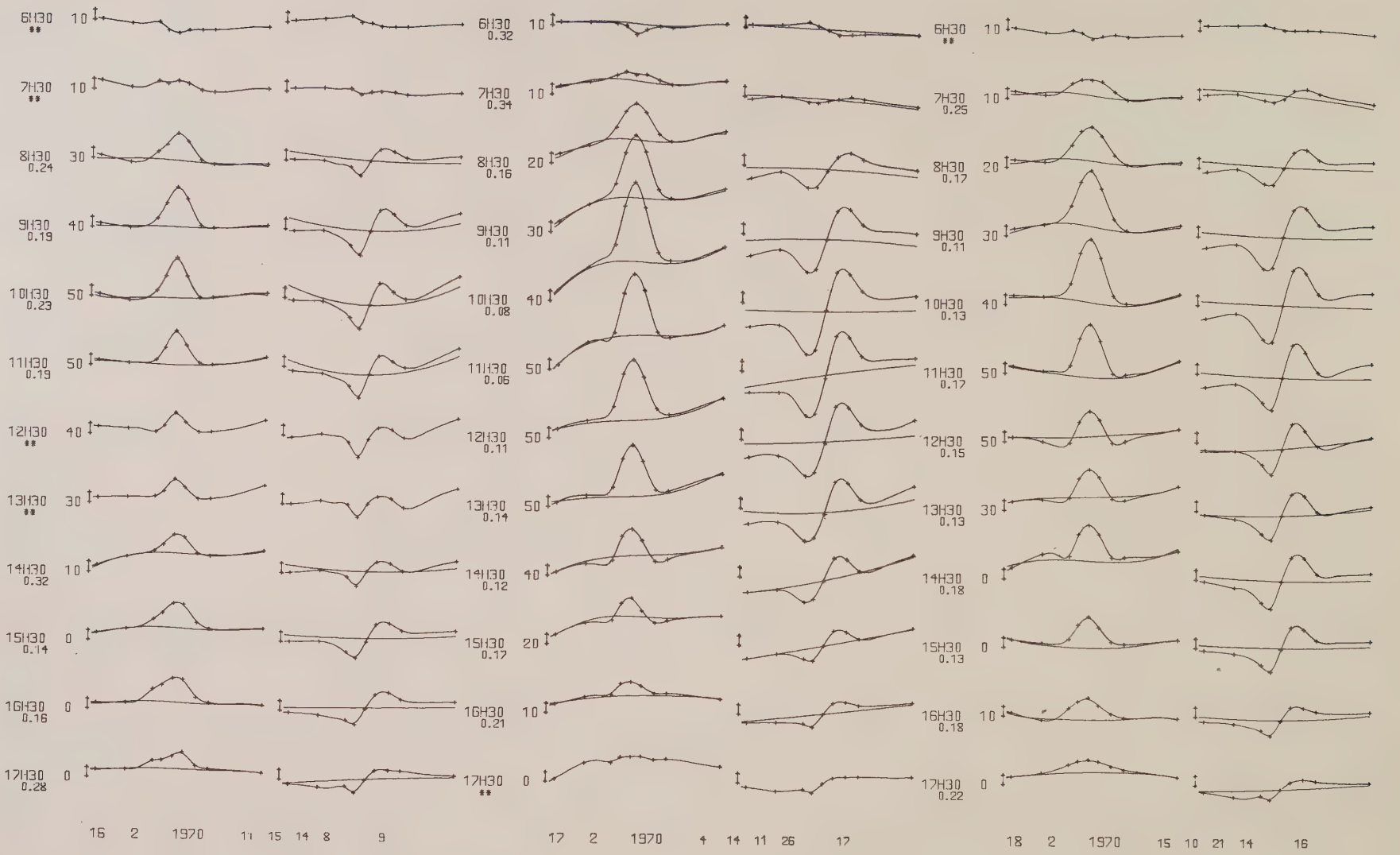

6H30 0.38
7H30 0.26
8H30 0.10
9H30 0.13
10H30 0.15
11H30 0.16
12H30 0.10
13H30 0.07
14H30 0.16
15H30 0.35
16H30 **
17H30 **
15 1 1970 13 10 10 15 11
6H30 0.33
7H30 0.27
8H30 0.36
9H30 **
10H30 **
11H30 **
12H30 0.16
13H30 **
14H30 **
15H30 0.13
16H30 0.10
17H30 0.27
20 1 1970 6 16 30 12 16
6H30 **
7H30 **
8H30 0.36
9H30 0.40
10H30 **
11H30 0.15
12H30 **
13H30 **
14H30 **
15H30 0.15
16H30 0.19
17H30 0.30
21 1 1970 10 18 23 4 12

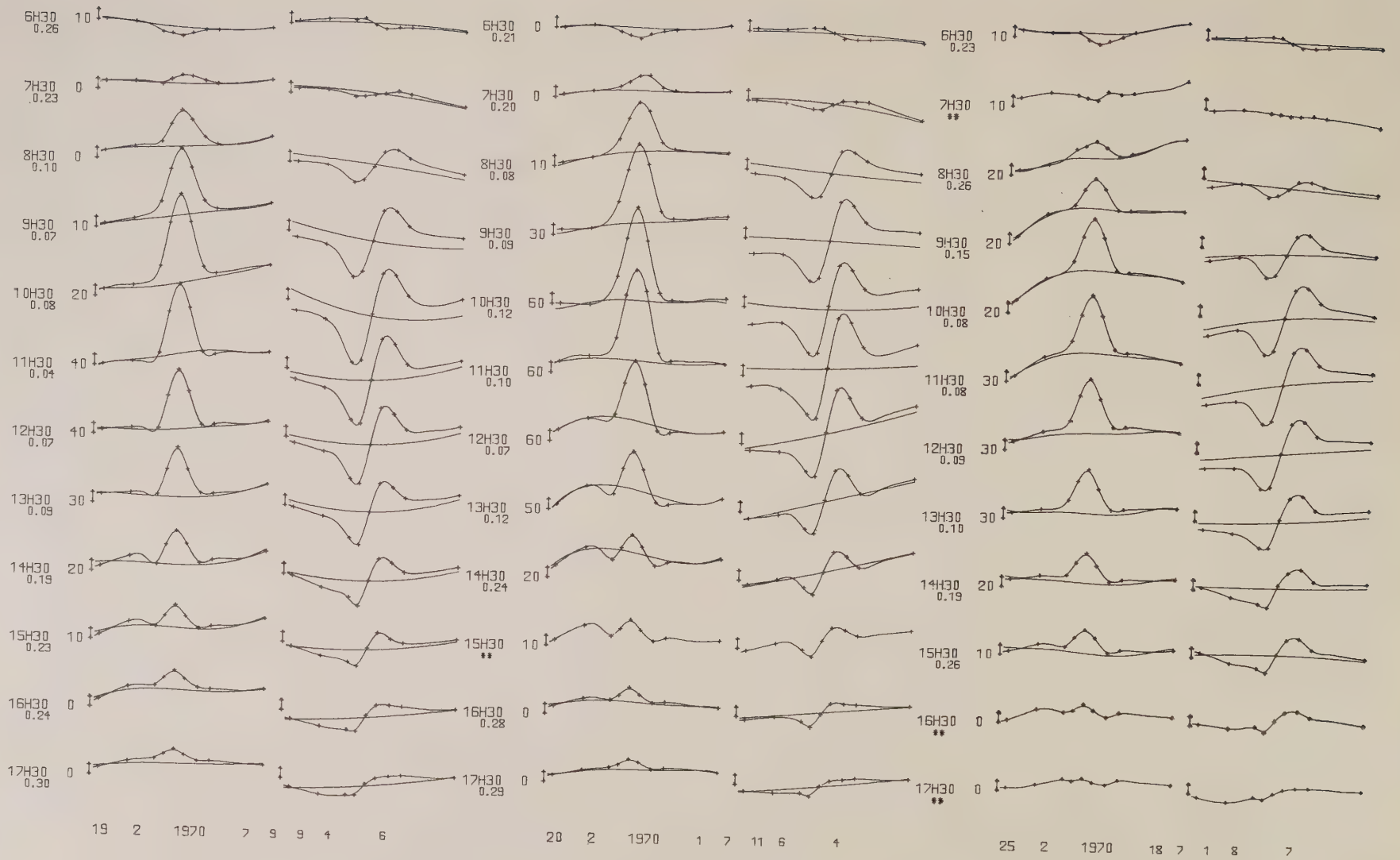

6H30 0
**
7H30 10
0.13
8H30 10
0.07
9H30 10
0.05
10H30 20
0.04
11H30 30
0.07
12H30 40
0.11
13H30 30
0.21
14H30 20
0.26
15H30 0
0.28
16H30 0
0.33
17H30 0
0.25
22 1 1970 3 4 7 7 6
6H30 0
0.29
7H30 0
**
8H30 10
0.19
9H30 20
0.13
10H30 20
0.10
11H30 20
0.18
12H30 20
**
13H30 10
0.12
14H30 10
0.12
15H30 0
0.23
16H30 0
**
17H30 0
0.20
24 1 1970 19 27 11 8 13
6H30 0
0.23
7H30 0
**
8H30 10
0.11
9H30 10
0.05
10H30 30
0.07
11H30 40
0.09
12H30 30
0.14
13H30 20
**
14H30 20
0.15
15H30 10
0.23
16H30 0
**
17H30 0
0.28
26 1 1970 2 2 5 2 3

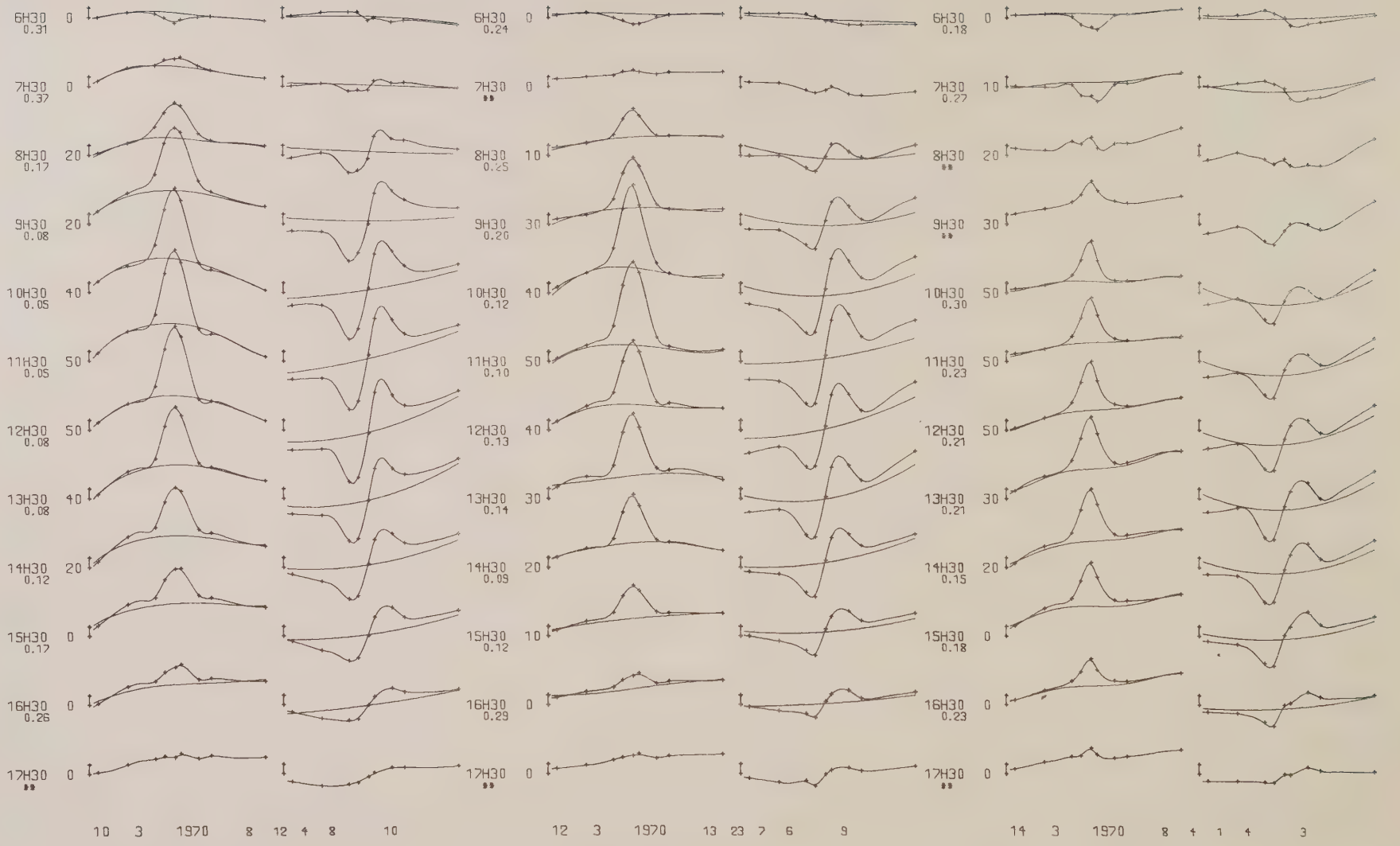

6H30 0
**
7H30 0
0.28
8H30 0
0.09
9H30 10
0.08
10H30 20
0.07
11H30 40
0.08
12H30 40
0.10
13H30 40
0.25
14H30 40
**
15H30 30
**
16H30 20
**
17H30 10
**
28 1 1970 2 10 5 14 10
6H30 0
0.15
7H30 0
0.22
8H30 0
0.27
9H30 0
0.11
10H30 0
0.17
11H30 20
0.17
12H30 30
0.18
13H30 30
0.28
14H30 20
**
15H30 10
**
16H30 0
**
17H30 0
**
29 1 1970 25 17 14 1 13
6H30 0
0.40
7H30 -10
0.10
8H30 -20
0.06
9H30 -20
0.05
10H30 -10
0.08
11H30 0
0.19
12H30 0
0.34
13H30 10
0.29
14H30 10
0.26
15H30 0
0.11
16H30 0
0.07
17H30 0
0.13
3 2 1970 11 18 13 3 13

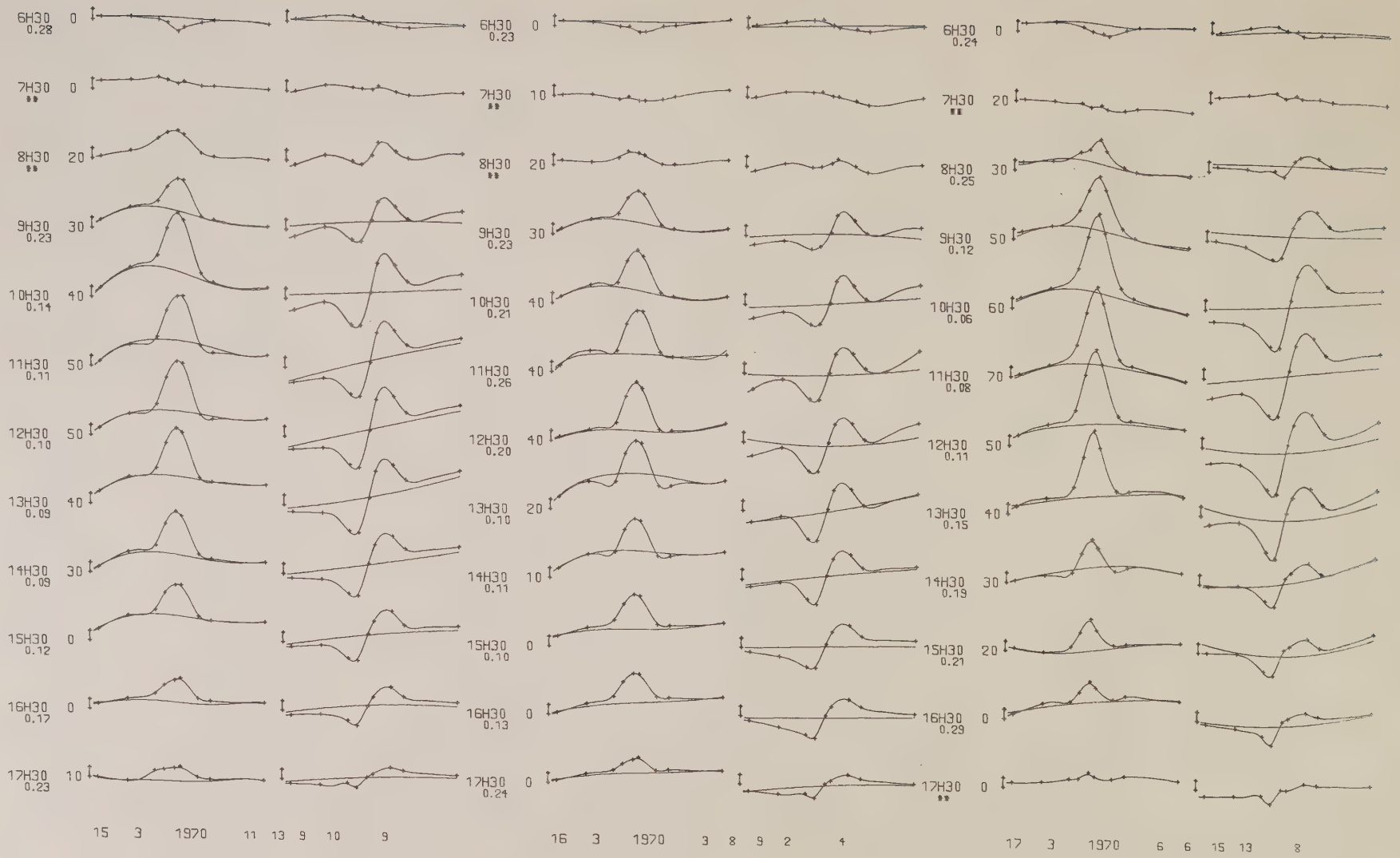

6H30 0
0.32
7H30 10
0.40
8H30 10
0.12
9H30 0
0.04
10H30 10
0.05
11H30 20
0.10
12H30 20
0.28
13H30 0
14H30 0
15H30 0
0.31
16H30 0
17H30 -20
6H30 0
7H30 0
0.14
8H30 10
0.07
9H30 10
0.04
10H30 20
0.03
11H30 20
0.06
12H30 30
0.12
13H30 10
0.23
14H30 0
15H30 0
16H30 0
0.32
17H30 0
0.35
6H30 0
0.32
7H30 0
0.37
8H30 10
0.18
9H30 10
0.14
10H30 20
0.13
11H30 30
0.13
12H30 30
0.19
13H30 30
0.35
14H30 20
15H30 10
16H30 0
17H30 0
0.30
4 2 1970 14 25 34 40 21
5 2 1970 6 8 25 12 15
7 2 1970 1 2 2 1 1

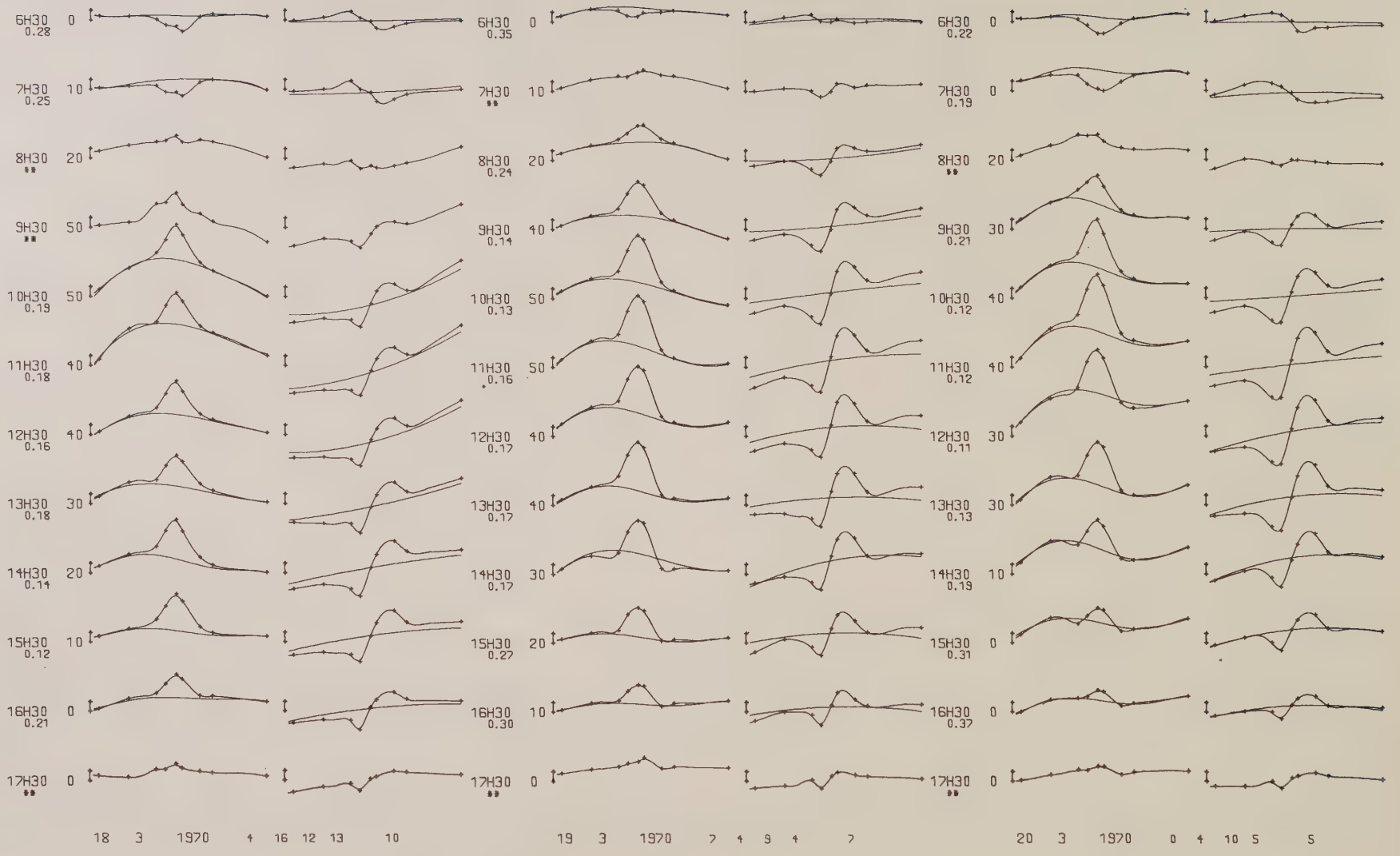

6H30 0
0.34
7H30 0
0.18
8H30 10
0.13
9H30 10
0.06
10H30 20
0.04
11H30 30
0.05
12H30 40
0.07
13H30 30
0.08
14H30 20
0.10
15H30 20
0.15
16H30 10
0.23
17H30 10
**
12 2 1970 1 6 5 14 6
6H30 0
0.32
7H30 0
**
8H30 0
**
9H30 20
0.31
10H30 30
0.18
11H30 20
0.12
12H30 30
0.17
13H30 30
0.26
14H30 10
0.29
15H30 0
**
16H30 -10
0.26
17H30 -10
0.20
14 2 1970 11 35 22 18 17
6H30 0
0.21
7H30 0
0.30
8H30 0
**
9H30 10
0.22
10H30 20
0.17
11H30 20
0.12
12H30 40
0.12
13H30 30
0.10
14H30 20
0.10
15H30 0
0.15
16H30 0
0.15
17H30 0
**
15 2 1970 14 23 11 12 13


6H30 **
7H30 **
8H30 0.24
9H30 0.19
10H30 0.23
11H30 0.19
12H30 **
13H30 **
14H30 0.32
15H30 0.14
16H30 0.16
17H30 0.28
6H30 0.32
7H30 0.34
8H30 0.16
9H30 0.11
10H30 0.08
11H30 0.06
12H30 0.11
13H30 0.14
14H30 0.12
15H30 0.17
16H30 0.21
17H30 **
6H30 **
7H30 0.25
8H30 0.17
9H30 0.11
10H30 0.13
11H30 0.17
12H30 0.15
13H30 0.13
14H30 0.18
15H30 0.13
16H30 0.18
17H30 0.22
16 2 1970 11 15 14 8 9
17 2 1970 4 14 11 26 17
18 2 1970 15 10 21 14 16


6H30 0.26
7H30 0.23
8H30 0.10
9H30 0.07
10H30 0.08
11H30 0.04
12H30 0.07
13H30 0.09
14H30 0.19
15H30 0.23
16H30 0.24
17H30 0.30
19 2 1970 7 9 9 4 6
6H30 0.21
7H30 0.20
8H30 0.08
9H30 0.09
10H30 0.12
11H30 0.10
12H30 0.07
13H30 0.12
14H30 0.24
15H30 **
16H30 0.28
17H30 0.29
20 2 1970 1 7 11 6 4
6H30 0.23
7H30 **
8H30 0.26
9H30 0.15
10H30 0.08
11H30 0.08
12H30 0.09
13H30 0.10
14H30 0.19
15H30 0.26
16H30 **
17H30 **
25 2 1970 18 7 1 8 7


6H30 0 0.31
7H30 0 0.37
8H30 20 0.17
9H30 20 0.08
10H30 40 0.05
11H30 50 0.05
12H30 50 0.08
13H30 40 0.08
14H30 20 0.12
15H30 0 0.17
16H30 0 0.26
17H30 0 **
10 3 1970 8 12 4 8 10
6H30 0 0.24
7H30 0 **
8H30 10 0.25
9H30 30 0.20
10H30 40 0.12
11H30 50 0.10
12H30 40 0.13
13H30 30 0.14
14H30 20 0.09
15H30 10 0.12
16H30 0 0.29
17H30 0 **
12 3 1970 13 23 7 6 9
6H30 0 0.18
7H30 10 0.27
8H30 20 **
9H30 30 **
10H30 50 0.30
11H30 50 0.23
12H30 50 0.21
13H30 30 0.21
14H30 20 0.15
15H30 0 0.18
16H30 0 0.23
17H30 0 **
14 3 1970 8 4 1 4 3


6H30 0
0.28
7H30 0
8H30 20
9H30 30
0.23
10H30 40
0.14
11H30 50
0.11
12H30 50
0.10
13H30 40
0.09
14H30 30
0.09
15H30 0
0.12
16H30 0
0.17
17H30 10
0.23
15 3 1970 11 13 9 10 9
6H30 0
0.23
7H30 10
8H30 20
9H30 30
0.23
10H30 40
0.21
11H30 40
0.26
12H30 40
0.20
13H30 20
0.10
14H30 10
0.11
15H30 0
0.10
16H30 0
0.13
17H30 0
0.24
16 3 1970 3 8 9 2 4
6H30 0
0.24
7H30 20
8H30 30
0.25
9H30 50
0.12
10H30 60
0.06
11H30 70
0.08
12H30 50
0.11
13H30 40
0.15
14H30 30
0.19
15H30 20
0.21
16H30 0
0.29
17H30 0
17 3 1970 6 6 15 13 8


6H30 0
0.28
7H30 10
0.25
8H30 20
9H30 50
10H30 50
0.19
11H30 40
0.18
12H30 40
0.16
13H30 30
0.18
14H30 20
0.14
15H30 10
0.12
16H30 0
0.21
17H30 0
18 3 1970 4 16 12 13 10
6H30 0
0.35
7H30 10
8H30 20
0.24
9H30 40
0.14
10H30 50
0.13
11H30 50
0.16
12H30 40
0.17
13H30 40
0.17
14H30 30
0.17
15H30 20
0.27
16H30 10
0.30
17H30 0
19 3 1970 7 4 9 4 7
6H30 0
0.22
7H30 0
0.19
8H30 20
9H30 30
0.21
10H30 40
0.12
11H30 40
0.12
12H30 30
0.11
13H30 30
0.13
14H30 10
0.19
15H30 0
0.31
16H30 0
0.37
17H30 0
20 3 1970 0 4 10 5 5

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

BAKER W. G. and MARTYN D. F., 1953 — « Electric currents in the ionosphere », *Phil. Trans. Roy. Soc.*, London, A. 246, p. 281-320.

BARTELS J., HECK K. H. and JOHNSTON H. F., 1940. — « Geomagnetic three-hour-range indices for the years 1938 and 1939 », *Journ. Terr. Magn. and Atm. El.*, 45, p. 309-337.

BARTELS J. and JOHNSTON H. F., 1940. — « Some features of the large geomagnetic tides in the horizontal force at Huancayo », *Trans. Amer. Geophys. Union*, p. 273-287.

BENNET C. A. and FRANKLIN N. L. — « Statistical analysis in chemistry and the chemical industry », John Wiley & Sons, 1954.

BOYER D., CAGNIARD L. et PHAM VAN NGOC, 1971. — « Etude, en régime exponentiel, des anomalies magnéto-telluriques provoquées par une faille verticale », *C. R. Ac. Sc., Paris*, 272, p. 1225-1228.

CAIN J. C., 1969. — « The location of the dip equator at E-layer altitude », *Radio Science*, 4, p. 781-784.

CAIN J. C. and SWEENEY R. E., 1973. — « The POGO DATA », *Journ. Atm. and Terr. Physics*, 35, p. 1231-1247.

CHAPMAN S., 1951. — « The equatorial electrojet as detected from the abnormal electric current distribution above Huancayo, Peru, and elsewhere », *Ach. Meteorol. Geophys. u. Bioclimatol.*, 4, p. 368-390.

COWLING T. G., 1932. — « The electrical conductivity of an ionized gas in the presence of a magnetic field », *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 93, p. 90-98.

DAVIS T. N., BURROWS K. and STOLARIK J. D., 1967. — « A latitude survey of the equatorial electrojet with rocket-borne magnetometers », *Journ. Geoph. Research*, 72, p. 1845-1861.

EGEDAL J., 1947. — « The magnetic diurnal variation of the horizontal force near the magnetic equator », *Terr. Magn. Atm. El.*, 52, p. 449-451.

FAMBITAKOYE O., 1971. — « Variabilité jour-à-jour de la variation journalière régulière du champ magnétique terrestre dans la région de l'électrojet équatorial », *C. R. Ac. Sc. Paris*, 272, série B, p. 637-640.

FAMBITAKOYE O. et MAYAUD P. N., 1973. — « Remarques sur les effets externes et internes à Huancayo », *Ann. Géoph.*, 29, p. 168-169.

FAMBITAKOYE O., RASTOGI R. G., TABBAGH J. and VILA P., 1973. — « Counter-electrojet and Esq disappearance », *Journ. Atm. Terr. Phys.*, 35, p. 1119-1126.

FORBUSH S. E. and CASAVERDE M., 1961. — « The equatorial electrojet in Peru », *Carnegie Inst. Wash.*, Publ. 620.

GOUIN P. et MAYAUD P. N., 1967. — « A propos de l'existence possible d'un « contre-électrojet » aux latitudes magnétiques équatoriales », *Ann. Géoph.*, 23, p. 41-47.

GOUIN P. et MAYAUD P. N., 1969. — « Contre-électrojet équatorial et nappes de courants Sq inversés », *C. R. Ac. Sc. Paris*, 268, p. 357-360.

HIRONO M., 1950. — « On the influence of the Hall current to the electrical conductivity of the ionosphere », *Journ. Geomagn. Geoelectr.*, 4, p. 63-82.

KERTZ W., 1954. — « Modelle für erdmagnetisch induzierte elektrische Strome im Untergrund », *Nachr. Akad. Wiss. Göttingen*, 5, Math.-Physk., Kl 101-110.

LOUIS P., 1970. — « Contribution géophysique à la connaissance géologique du bassin du Lac Tchad », *Mémoires ORSTOM*, n° 49.

MAEDA K., 1952. — « Dynamotheoretical conductivity and current in the ionosphere », *Journ. Geomagn. Geoelectr.*, 4, p. 63-82.

MARTYN D. F., 1948. — « Electric conductivity of the ionospheric D-region », *Nature*, 162, p. 142-143.

MAYAUD P. N., 1967. — « Atlas of indices K », *I. A. G. A. Bulletin n° 21*, I. U. G. G. Publication Office, Paris.

MAYAUD P. N., 1967. — « Corrélation entre les variations journalières du champ magnétique terrestre sous l'électrojet équatorial et dans les régions avoisinantes », *Ann. Géophys.*, 23, p. 387-406.

ONWUMECHILLI A., 1967. — « Geomagnetic variations in the equatorial zone », *Physics of Geomagnetic Phenomena*, Vol. I, p. 425-507, Acad. Press, New York and London.

PRICE A. T. and WILKINS G. A., 1963. — « New method for the analysis of geomagnetic field and their application to the Sq field of 1932-33 », *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, Series A 256, p. 31-98.

PRICE A. T., 1965. — « The effective conductivity of the equatorial ionosphere for the Sq current system », in Proc. Second Intern., *Symp. on Equatorial Aeronomy*, edited by F. de Mendonca, p. 415-418, São Paulo.

REINSCH C. H., 1967. — « Smoothing by spline functions », *Numer. Mathematik*, 10, 177-183.
RICHMOND A. D., 1972. — « Numerical model of the equatorial electrojet », *Air Force Cambridge Research Laboratories*, Rept. 72-0668.
RICHMOND A. D., 1973. — « Equatorial electrojet. I. Development of a model including winds and instabilities. II. Use of the model to study the equatorial ionosphere », *Journ. Atm. Terr. Physics*, 35, p. 1083-1103 & 1105-1118.
ROGISTER A., 1971. — « Non linear theory of type I irregularities in the equatorial electrojet », *Journ. Geoph. Res.*, 76, p. 7754-7760.
SCHIELDGE J. P., 1974. — « Quiet time currents and electric fields produced by the ionospheric dynamo », *Ph. D. Thesis*, University of California, Los Angeles.
SIEBERT M., 1962. — « Die Zerlegung eines zweidimensionalen Magnetfeldes in aüsseren und inneren Anteil mit Hilfe der Cauchyshen Integralformul », *Zeit. f. Geoph.*, 28, p. 231-236.
SUGIURA M. and POROS D. J., 1969. — « An improved model equatorial electrojet with a meridional current system », *Journ. of Geoph Res.*, 74, p. 4025-4034.
UNTIEDT J., 1967. — « A model of the equatorial electrojet involving meridional currents », *Journ. Geoph. Res.*, 72, p. 5799-5810.
VAN SABBEN D., 1964. — « North-South assymetry of Sq », *Journ. Atm. Terr. Phys.*, 26, p. 1187-1196.

Fabrication — Coordination Hélène DARDENNE

Imprimé en France. — Imprimerie JOUVE, 17, rue du Louvre, 75001 PARIS

Dépôt légal : 3e trimestre 1976

Les Editions de l'Office de la Recherche Scientifique et Technique Outre-Mer tendent à constituer une documentation scientifique de base sur les zones intertropicales et méditerranéennes, les pays qui en font partie et sur les problèmes posés par leur développement.

CAHIERS ORSTOM *(séries périodiques)*

- **biologie :** études consacrées à diverses branches de la biologie végétale et animale : agronomie, biologie et amélioration des plantes utiles, entomologie agricole, nématologie.
- **entomologie médicale et parasitologie :** systématique et biologie des arthropodes d'intérêt médical et vétérinaire, parasitologie, épidémiologie des grandes endémies tropicales, méthodes de lutte contre les vecteurs et les nuisances.
- **géologie :** pétrologie et cycles des éléments (géochimie) - hydrogéologie - altération et érosion - sédimentologie - stratigraphie - orogenèse continentale - métallogenèse - paléogéographie - structure et évolution des fonds océaniques.
- **hydrologie :** études, méthodes d'observation et d'exploitation des données concernant les cours d'eau intertropicaux et leurs régimes.
- **océanographie :** hydrologie, physico-chimie, hydrodynamique, écologie, caractérisation des chaînes alimentaires, niveaux de production, dynamique des stocks, prospection faunistique (Sud-ouest Pacifique, Canal de Mozambique et environs, Atlantique Tropical Est).
- **hydrobiologie :** physico-chimie, écologie, caractérisation des chaînes alimentaires, dynamique des stocks, action des insecticides sur la faune (Bassin Tchadien, Côte d'Ivoire).
- **pédologie :** problèmes soulevés par l'étude des sols : morphologie, caractérisation physico-chimique et minéralogique, classification, relations entre sols et géomorphologie, problèmes liés aux sels, à l'eau, à l'érosion, à la fertilité.
- **sciences humaines :** études géographiques, sociologiques, économiques, démographiques et ethnologiques.

MÉMOIRES ORSTOM : consacrés aux études approfondies (synthèses régionales, thèses...) dans les diverses disciplines scientifiques (82 titres parus).

ANNALES HYDROLOGIQUES : depuis 1959, deux séries sont consacrées : l'une, aux Etats africains d'expression française et à Madagascar, l'autre aux Territoires et Départements français d'Outre-Mer.

FAUNE TROPICALE : collection d'ouvrages principalement de systématique, pouvant couvrir tous les domaines géographiques où l'ORSTOM exerce ses activités (19 titres parus).

INITIATIONS/DOCUMENTATIONS TECHNIQUES : mises au point et synthèses au niveau, soit de l'enseignement supérieur, soit d'une vulgarisation scientifiquement sûre (27 titres parus).

TRAVAUX ET DOCUMENTS DE L'ORSTOM : cette collection, diverse dans ses aspects et ses possibilités de diffusion, a été conçue pour s'adapter à des textes scientifiques ou techniques très variés quant à leur origine, leur nature, leur portée dans le temps ou l'espace, ou par leur degré de spécialisation (48 titres parus).

Les études en matière de géophysique (gravimétrie, sismologie, magnétisme...) sont publiées, ainsi que certaines données (magnétisme) dans des séries spéciales : **GÉOPHYSIQUE** et **OBSERVATIONS MAGNÉTIQUES.**

L'HOMME D'OUTRE-MER : cette collection, exclusivement consacrée aux sciences de l'homme, est réservée à des textes d'auteurs n'appartenant pas à l'ORSTOM, mais dont celui-ci assure la valeur scientifique (co-édition Berger-Levrault) (10 ouvrages parus).

De nombreuses **CARTES THÉMATIQUES,** accompagnées de **NOTICES,** sont éditées chaque année, intéressant des domaines scientifiques ou des régions géographiques très variées.

BULLETIN ANALYTIQUE D'ENTOMOLOGIE MÉDICALE ET VÉTÉRINAIRE (périodicité mensuelle ; ancienne dénomination jusqu'en 1970 : Bulletin signalétique d'entomologie médicale et vétérinaire) (XXIII^{e} année).

O.R.S.T.O.M.

Direction générale :
24, rue Bayard, 75008 PARIS

Services Scientifiques Centraux.
Service Central de Documentation :
70-74, route d'Aulnay, 93140 BONDY

O.R.S.T.O.M. Editeur
Dépôt légal : 2e trim. 1976
ISBN 2-7099-0408-X